



Etudes expérimentales de sources d'ions RCE à 2,45GHz pour la production de courants intenses

Arona Coly

► To cite this version:

Arona Coly. Etudes expérimentales de sources d'ions RCE à 2,45GHz pour la production de courants intenses. Physique des accélérateurs [physics.acc-ph]. Université de Grenoble, 2010. Français. NNT : . tel-00607679

HAL Id: tel-00607679

<https://theses.hal.science/tel-00607679>

Submitted on 10 Jul 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE DE GRENOBLE
ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE

THESE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE
Spécialité : **Physique appliquée**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée et soutenue publiquement par

COLY Arona

le 15 décembre 2010

**Etudes expérimentales de sources d'ions
RCE à 2,45GHz pour la production de
courants intenses**

Thèse dirigée par **PELLETIER Jacques** et codirigée par **THUILLIER Thomas**

JURY

M. BAN Gilles	ENSICAEN - Caen	Rapporteur / Président du jury
M. VILLARI Antonio	GANIL - Caen	Rapporteur
M. ARNOUD Yannick	Université Grenoble 1	Examineur
M. MAUNOURY Laurent	GANIL - Caen	Examineur
M. PELLETIER Jacques	Université Grenoble 1	Directeur de thèse
M. THUILLIER Thomas	LPSC - Grenoble	Co-directeur de thèse

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de
Grenoble

Remerciements

Cette thèse est le fruit d'une collaboration, mais aussi d'un travail d'équipe. Je remercie toutes les personnes qui de près ou de loin ont contribué à sa réalisation.

Je voudrais tout d'abord remercier Thomas Thuillier pour sa disponibilité et sa présence pendant ces trois années. Je lui dois mon apprentissage théorique et expérimental des sources d'ions RCE. Il a fortement contribué à ce travail de thèse.

Je remercie Thierry Lamy, responsable du service des sources d'ions du LPSC où j'ai effectué cette thèse, pour les discussions constructives par rapport à mon travail. J'ai beaucoup apprécié ses conseils mais surtout sa bonne humeur.

Je remercie également Julien avec qui j'ai travaillé sur la partie de test HF, Pascal pour les expériences qu'on a fait ensemble et les simulations avec Comsol.

Je souhaite également remercier toute l'équipe du SSI, Jean-Louis, Patrick, Mélanie, Jérôme, Marie-Lou, Jérôme, Joshua et Laurent pour ces années que j'ai passé avec eux.

J'exprime toute ma reconnaissance à Jacques Pelletier pour avoir été mon directeur de thèse et pour ces conseils pendant la rédaction de ce manuscrit.

Je tiens à remercier la société Pantechnik qui a cofinancé cette thèse. Merci donc à A. Villari et à G. Gaubert.

J'exprime mes remerciements aux membres du jury. Merci à G. Ban d'avoir accepté d'être président du jury et rapporteur de cette thèse, merci aux examinateurs L. Maunoury et Y. Arnoud.

Enfin je voudrais remercier C. Fourel du service mécanique, A. Bès du groupe plasma ainsi que tous les thésards et personnes avec qui j'ai partagé des moments chaleureux.

Table des matières

Introduction générale.....	1
Chapitre I: Introduction aux sources d'ions utilisées sur les implantateurs ioniques	3
I.1. Introduction aux implantateurs ioniques	5
I.1.1. Principe de l'implantation ionique	5
I.1.2. Phénomènes d'interaction entre les ions incidents et le matériau cible	5
I.1.3. Fonctionnement d'un implantateur ionique	8
I.1.4. Les différentes familles d'implanteurs ioniques	10
I.2. Les sources d'ions dans les implantateurs ioniques	15
I.2.1. Source d'ions de type Freeman	15
I.2.2. Source IHC	17
I.3. Synthèse concernant les sources d'ions à filaments.....	20
Chapitre II: Les sources d'ions à la résonance cyclotronique électronique .	23
II.1. Généralités sur les plasmas	25
II.1.1. Grandeurs caractéristiques	25
II.1.2. Effet miroir	29
II.1.3. Le potentiel plasma et la gaine plasma.....	32
II.1.4. Les mécanismes d'ionisation	33
II.2. Les sources d'ions RCE	38
II.2.1. La résonance cyclotronique électronique	38
II.2.2. Principe des sources d'ions RCE	40
II.2.3. Exemple d'une source d'ions monochargés (source de Taylor)	40
II.2.4. Principe d'une source d'ions multichargés	42
II.2.5. Extraction de faisceau	47

II.3.	Avantages et inconvénients des sources RCE appliquées aux implanteurs	56
Chapitre III: Dispositif expérimental		57
III.1.	Réalisation de la ligne de test 2,45 GHz	59
III.1.1.	Présentation générale du banc de test.....	59
III.1.2.	La ligne d'injection HF 2,45 GHz.....	60
III.1.3.	La mini plate-forme Haute Tension	62
III.1.4.	La source d'ions à 2,45 GHz	63
III.1.5.	Optiques du faisceau	64
III.1.6.	Diagnostics faisceau	66
III.2.	Système de contrôle commande de la ligne	70
III.2.1.	Synoptique du système et présentation du « hardware »	70
III.2.2.	Présentation de l'interface homme machine (Labview).....	71
Chapitre IV: Conception, réalisation et premiers tests de la source SPEED. 77		
IV.1.	Etude magnétique préliminaire en 2D.....	80
IV.2.	Simulation magnétique 3D de SPEED.....	83
IV.3.	Etude de l'extraction des ions de la source d'ions SPEED	90
IV.4.	Dessin mécanique et montage de la source	98
IV.5.	Mesure de champ magnétique et comparaison avec la simulation	101
IV.6.	Test de la source SPEED.....	106
Chapitre V: Résultats des tests de la source MONO1000		117
V.1.	Présentation de la source d'ions MONO1000.....	119
V.2.	Test de la source d'ions MONO1000 avec une extraction simple (diode)	121
V.2.1.	Adaptation de MONO1000 au banc de test	121
V.2.2.	Système d'extraction de MONO1000 (diode) et conditions d'optimisation de l'extraction des ions	122
V.2.3.	Mesure des courants I_{HT} et I_{CF} en fonction de la HT.....	123
V.2.4.	Evolution de I_{HT} et I_{CF} en fonction de la pression.....	124
V.2.5.	Variation de I_{HT} et I_{CF} en fonction de la puissance HF	126

V.2.6.	Spectre d'ions, mesure de transmission après le dipôle et abondance H^+	127
V.2.7.	Meilleure optimisation et limites expérimentales	129
V.3.	Test de la source d'ions MONO1000 avec une extraction multi-électrodes.....	131
V.3.1.	Etude comparative de systèmes d'extraction à 2 et 5 électrodes	131
V.3.2.	Une pentode pour MONO1000	136
V.3.3.	Test de la source MONO1000 avec le système d'extraction à 5 électrodes ..	138
Conclusion et perspectives		145
Liste des tableaux		149
Liste des figures		151
Annexe		157
Bibliographie		161

Introduction générale

Le domaine d'application des faisceaux d'ions est vaste et surtout très varié. En physique, de très nombreuses expériences sont réalisées avec des faisceaux d'ions, notamment pour l'étude des collisions d'ions sur des surfaces ou sur des cibles gazeuses, mais aussi dans la recherche en physique nucléaire avec des faisceaux d'ions radioactifs. En médecine, des faisceaux d'ions sont utilisés pour le traitement des tumeurs cancéreuses. Dans l'industrie, les faisceaux d'ions sont utilisés pour le traitement de surface ou encore pour l'implantation ionique afin de modifier les propriétés des semi conducteurs.

A l'heure actuelle, il existe plusieurs méthodes de production de faisceaux d'ions avec des avantages et des inconvénients pour chacune d'entre elles. Dans les implantateurs ioniques et certains accélérateurs, les faisceaux sont fabriqués à partir de sources d'ions à filaments. Ces sources produisent des faisceaux d'ions monochargés (voire deux fois ou trois fois chargés) pouvant atteindre des intensités de 50 mA. Leur inconvénient majeur est la durée de vie limitée (200 à 1000 h) du filament. De plus, la durée des processus d'implantation est longue à haute énergie dans le cas de l'implantation en raison de l'utilisation d'ions $2+$ et $3+$ qui ne sont produits qu'à faible intensité ($< 100 \mu\text{A}$).

Les sources d'ions à résonance cyclotronique électronique (RCE) utilisent les propriétés des plasmas magnétisés pour produire des faisceaux d'ions mono ou multichargés à moyens ou forts courants. Elles ont été inventées et développées par R. Geller et son équipe dans les années 1960. Les ions sont produits dans un plasma, gaz ionisé à comportement collectif et globalement neutre, confinés magnétiquement dans une chambre à vide. Le type d'ions à produire y est introduit sous forme d'atomes neutres. Les électrons du plasma sont chauffés par une onde hyperfréquence grâce au mécanisme de la RCE et peuvent ainsi ioniser pas à pas (par collisions successives) les atomes ou les ions du plasma. Les ions sont ensuite extraits du plasma par un dispositif électrostatique pour y être accélérés et former un faisceau d'ions. De très nombreux éléments peuvent être produits grâce à ce procédé. Les sources RCE sont utilisées dans la majorité des accélérateurs de recherche, dans le milieu médical (hadronthérapie) et dans l'industrie (traitement de surface). Il est alors légitime de s'intéresser à étendre le domaine d'application de ces sources RCE.

L'objectif de ce travail de thèse, en collaboration avec la société Pantechnik, est d'étudier l'adaptabilité des sources RCE aux implantateurs d'ions utilisés en micro électronique

à l'échelle industrielle et aux accélérateurs fonctionnant avec des sources à filament. Il consiste au développement d'une nouvelle source d'ions et d'un banc de test dédié à l'étude et à la production de faisceaux d'ions intenses (courants d'ions d'intensité supérieure ou égale à 10 mA).

Ce travail s'articule en cinq chapitres.

Le premier chapitre propose une introduction consacrée aux implantateurs ioniques et plus précisément au fonctionnement et aux performances de leurs sources d'ions. On exposera les avantages et inconvénients de ces sources qui présentent un élément d'usure, c'est-à-dire le filament.

Dans le chapitre deux seront développés l'état de l'art des sources d'ions RCE et leur principe de fonctionnement. On présentera les avantages, mais aussi les inconvénients d'une source d'ions de type RCE par rapport à une source à filament.

Dans le chapitre trois, on présentera un nouveau banc de test spécialement dessiné et construit au LPSC dans le cadre de cette thèse. Ce banc est dédié à la caractérisation de prototypes de sources d'ions RCE fonctionnant à 2,45 GHz capables de répondre aux besoins des industriels. Plusieurs sources d'ions y seront testées.

Le chapitre quatre est consacré à l'étude, à la mise en œuvre, mais aussi aux premières expériences de faisceau d'une nouvelle source d'ions RCE, nommée SPEED, présentant un champ magnétique dipolaire à l'extraction comme les sources équipant les implantateurs ioniques. Enfin, le chapitre cinq sera consacré aux tests et à l'analyse des résultats expérimentaux de la source d'ions MONO1000 modifiée (développée au GANIL et mis à la disposition de Pantechnik) en vue de la production de courants d'ions intenses.

Chapitre I: Introduction aux sources d'ions utilisées sur les implanteurs ioniques

I.1. Introduction aux implantateurs ioniques

I.1.1. Principe de l'implantation ionique

L'implantation ionique est un procédé largement utilisé pour introduire des impuretés dans un matériau et en modifier ainsi les propriétés chimiques, électriques ou structurales. Le procédé d'implantation est aussi utilisé dans l'industrie pour modifier les propriétés de surface de divers matériaux. On peut citer les traitements des métaux (acier, cuivre, aluminium...) afin d'augmenter leur dureté ou améliorer leur résistance à la corrosion, mais aussi les traitements des polymères modifiant leurs propriétés tribologiques (sociétés Quertech, HEF, Bodycote...). La microélectronique l'utilise couramment dans la fabrication des composants semi-conducteurs. Le principe consiste à accélérer des ions à des énergies de quelques keV à quelques MeV et à les faire "percuter" les surfaces à traiter (en général une plaquette de silicium « wafer » en anglais). L'ion, en pénétrant dans le matériau, va perdre son énergie cinétique par collisions avec les électrons des atomes (freinage électronique) et par collisions avec les noyaux des atomes (freinage nucléaire). Lorsque l'ion implanté s'arrête enfin, il va occuper un site dans le réseau cristallin dont les propriétés électroniques vont changer. L'idée est de Schockley (un des inventeurs du transistor) qui proposa l'implantation ionique en 1954 pour le dopage des semi-conducteurs [1]. Depuis les années 70 et jusqu'à nos jours, l'implantation ionique s'impose comme la technique privilégiée pour modifier la conductivité des semi-conducteurs. Les atomes dopants (B, P, As, In, etc.) sont en général ceux de la colonne III (impureté de type p) ou de la colonne V (impuretés de type n) de la table périodique des éléments. L'implantation ionique est aussi utilisée dans la technologie du Smartcut (coupe de silicium par implantation d'H ou d'He) et des imageurs (caméra, appareils photos...).

I.1.2. Phénomènes d'interaction entre les ions incidents et le matériau cible

La profondeur d'implantation dépend de l'énergie des ions incidents et la connaissance de la loi de perte d'énergie des ions dans la matière permet de contrôler la profondeur de l'implantation et son épaisseur (pic de Bragg) [2].

Lorsqu'un ion énergétique frappe une cible, divers mécanismes de perte d'énergie peuvent se produire: le transfert de la quantité de mouvement aux atomes de la cible (par chocs élastiques), l'excitation/ionisation des atomes de la cible (par chocs inélastiques), l'émission de photons (qui n'est significatif qu'aux vitesses relativistes), ainsi que diverses réactions nucléaires. Ces nombreuses interactions avec les atomes de la cible font ainsi perdre graduellement son énergie dans la matrice jusqu'à son arrêt à une certaine profondeur. Pour définir la perte d'énergie moyenne au cours de ces différentes collisions, on est amené à considérer deux types de perte d'énergie:

- une perte d'énergie électronique, caractérisée par un pouvoir d'arrêt électronique [3] $-(dE/dx)_e$ où E est l'énergie de l'ion incident et x la distance parcourue par ce dernier. Ceci résulte des collisions inélastiques entre la particule incidente et les électrons du matériau cible. L'ion incident peut transférer son énergie aux électrons de l'atome cible de deux manières: soit par excitation en provoquant des sauts de couches, soit par ionisation en éjectant des électrons si l'énergie transférée aux électrons périphériques est supérieure à leur énergie de liaison.
 - une perte d'énergie nucléaire, caractérisée par un pouvoir d'arrêt nucléaire $-(dE/dx)_i$ où E est l'énergie de l'ion incident et x la distance parcourue par ce dernier. Elle provient des chocs élastiques entre la particule incidente et les atomes de la cible. Ce type de collisions peut induire des déplacements d'atomes dans le matériau cible.
- La somme de ces deux termes correspond au pouvoir d'arrêt total $-(dE/dx)_{tot}$.

Chacun de ces deux types d'interactions est prédominant dans un domaine bien particulier dépendant des valeurs de l'énergie de l'ion incident et de sa masse atomique [4]. La Figure 1 donne la forme générale du pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie de l'ion incident. Cette courbe permet de définir trois zones:

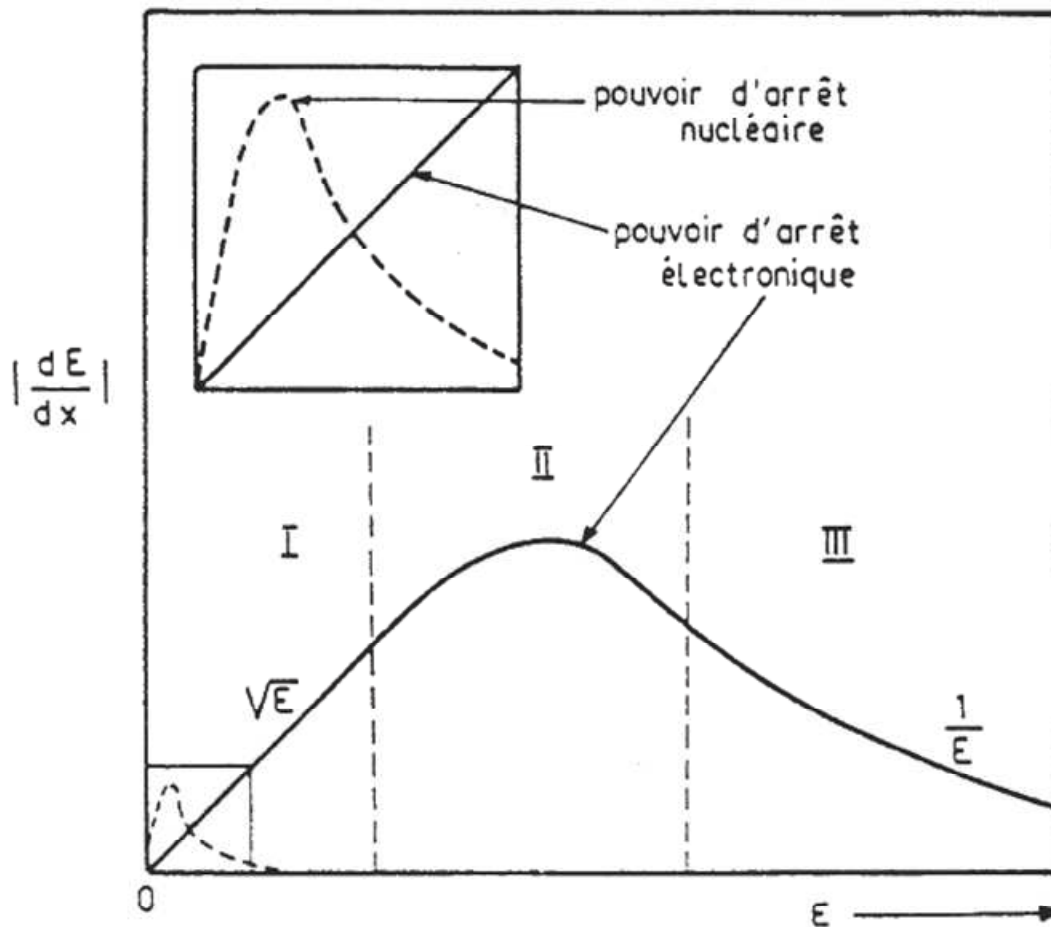


Figure 1: Pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie de l'ion incident [5].

- zone I (basse énergie, de l'ordre du keV): dans cette région, le ralentissement nucléaire joue un rôle important. Sa contribution est d'autant plus importante que l'ion est lourd. Le pouvoir d'arrêt électronique est sensiblement proportionnel à la vitesse de l'ion, c'est-à-dire à la racine carrée de l'énergie incidente. Les modifications engendrées par ces collisions nucléaires dépendent fortement des propriétés de diffusion de l'espèce implantée et de leurs probabilités de s'agglomérer.
- zone II (énergies intermédiaires, de l'ordre de la centaine de keV): cette région est dominée par le ralentissement électronique. Le pouvoir d'arrêt passe par un maximum, puis au-delà de cette valeur, la probabilité pour que l'atome incident soit complètement ionisé devient importante et les collisions électroniques deviennent moins nombreuses.
- zone III (hautes énergies, de l'ordre du MeV): dans cette zone, dite de Bethe-Bloch, le pouvoir d'arrêt décroît en $1/E$ à mesure que l'énergie augmente.

I.1.3. Fonctionnement d'un implantateur ionique

Un implantateur ionique est un accélérateur d'ions couplé à un système de gestion de plaquettes de silicium à doper. L'accélérateur fournit un faisceau d'ions focalisé d'une grande pureté à une énergie spécifiée par l'opérateur. Il est composé de plusieurs parties (voir Figure 2) :

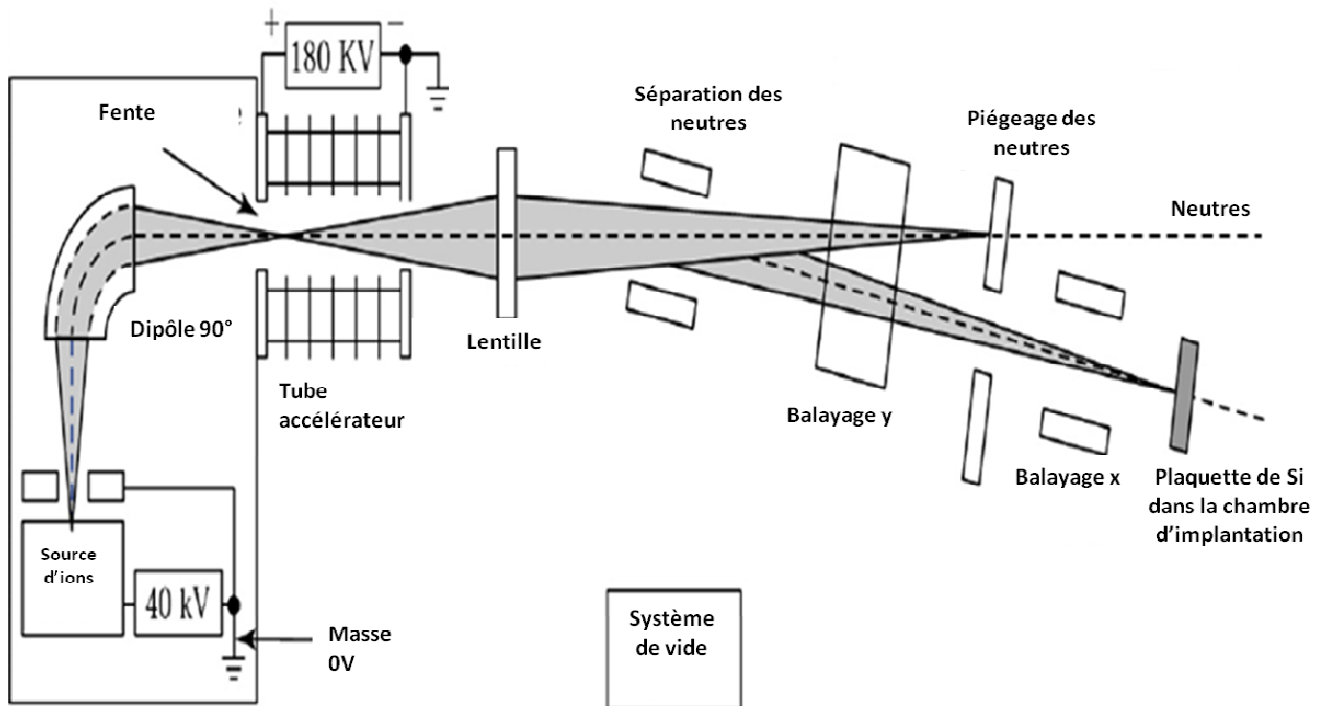


Figure 2: Schéma de principe d'un implantateur ionique [6].

Le parcours de l'ion de la source de l'implanteur jusqu'à la tranche de silicium est ponctué de phases d'accélération, de décélération et de tri. Tout cela sert à obtenir un faisceau pur et uniforme composé d'une espèce ionique unique avec une énergie unique et un courant le plus fort possible. Le parcours du faisceau ionique sur l'implanteur peut être décrit comme suit :

- **une source d'ions** qui génère un faisceau, placé à un potentiel V compris entre 40 et 80 kV. Le système d'extraction est mobile. Une électrode repousseur d'électrons est systématiquement présente.

- **un dipôle magnétique** qui sélectionne les ions à implanter. Le faisceau d'ions d'intérêt de vitesse v issu de la source traverse un aimant de rayon de courbure ρ qui dévie les ions. L'intensité du champ magnétique B créé par cet aimant permet de sélectionner la valeur de rapport q/m (q : charge de l'ion, m : masse de l'ion) via la relation :

$$B\rho = \frac{mv}{q} \quad (\text{I. 1})$$

Seuls les ions possédant le rapport q/m sélectionné sont transmis en aval du dipôle, les autres espèces ioniques suivent des trajectoires différentes qui les éloignent de l'axe de l'implanteur et finissent par être stoppées sur les parois ou sur un système de fente de tri dédié.

- **Une plate-forme haute tension** : la source d'ions et le dipôle sont en fait placés sur une plate forme isolée électriquement dont la tension est réglée par l'opérateur. Le faisceau d'ions sélectionné par le dipôle est ensuite accéléré (ou décéléré) dans un tube haute tension jusqu'à l'énergie d'implantation souhaitée (de 1 keV à 4 MeV).
- **Un système de mise en forme du faisceau avant implantation**, pour obtenir une implantation homogène des plaquettes de silicium. Plusieurs techniques existent. La méthode classique consiste à faire passer le faisceau dans une zone de balayage électrostatique : des champs électriques alternatifs, créés par un jeu de plaques parallèles horizontales et verticales, dévient le faisceau afin, d'une part, d'éliminer les particules neutres et d'autre part, de lui faire balayer uniformément la surface de la cible à traiter. L'idée directrice étant d'assurer un flux d'ion uniforme sur la plaquette de silicium.
- **une chambre d'implantation** contenant un système plus ou moins automatisé pour gérer les plaquettes de silicium à implanter. Il faut noter que selon le type d'implanteur, soit les plaquettes de silicium sont fixes et le faisceau balaie la surface, soit le faisceau est fixe et les plaquettes de silicium sont mobiles (roue tournante par exemple). Dans la chambre d'implantation, le vide secondaire est au maximum de 10^{-7} mbar afin de limiter la contamination des plaquettes de silicium en cours d'implantation.

Les paramètres d'une implantation pour un industriel sont l'énergie d'implantation, le type d'ion à implanter, sa charge et la dose à implanter dans la plaquette de silicium. Le

paramètre temps est également très important : plus on implante vite, plus on fait de plaquette de silicium par heure. Idéalement un « traitement » dure de quelques minutes (mono plaquette de silicium) à 20 minutes (multi plaquettes de silicium). Le flux est le nombre d'ions pénétrant le substrat par unité de surface et de temps. On peut de la même manière définir la fluence qui correspond au nombre d'ions implantés par unité de surface. La fluence varie entre 10^{13} et 10^{17} ions cm^{-2} selon les applications.

I.1.4. Les différentes familles d'implanteurs ioniques

La microélectronique constitue la principale application de l'implantation ionique [7]. Les implanteurs sont par exemple utilisés dans le processus de fabrication des transistors. La diversité des énergies et des doses nécessaires en électronique peut être illustrée en présentant le cas de la réalisation d'un transistor MOS (metal-oxide semiconductor). Ce transistor est fabriqué directement sur la plaquette de Si et afin d'assurer son bon fonctionnement, le Si doit être dopé d'une dizaine de manière différentes. Cela définit l'architecture de transistor de base du dispositif avant que les couches d'interconnexions ne soient posées en fin de processus. Sans rentrer dans les détails du fonctionnement du MOS, les différentes zones assurant des fonctions spécifiques du MOS sont indiquées en coupe sur la Figure 3.

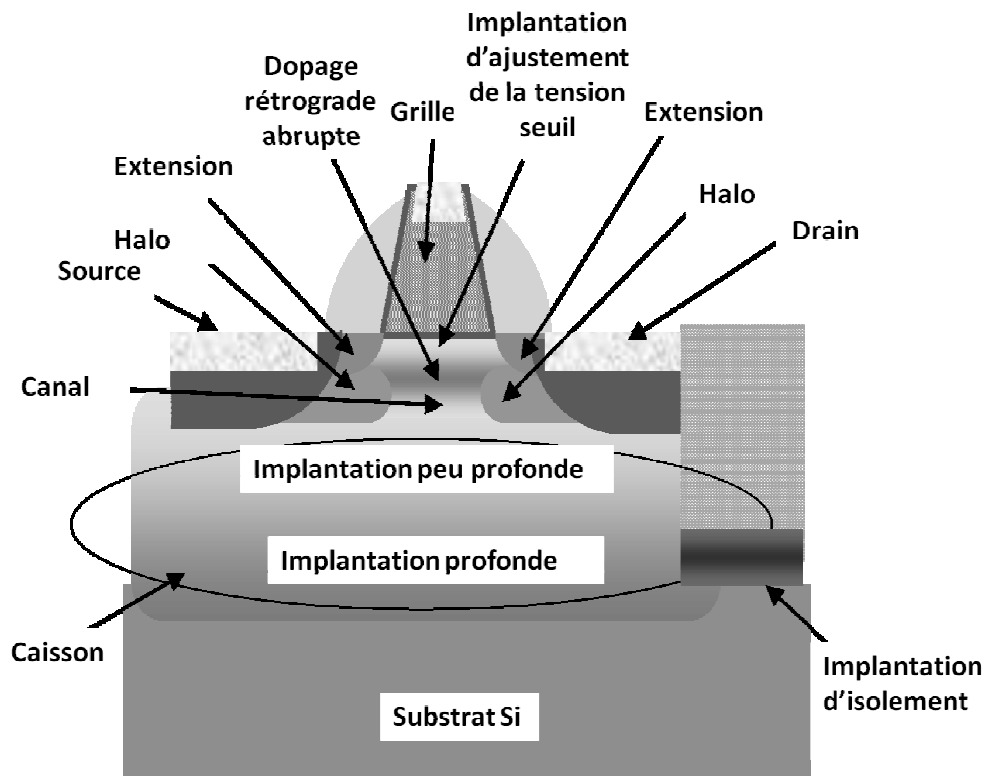


Figure 3: Illustrations des différentes couches constituant un transistor MOS [8].

Le Tableau 1 donne les valeurs typiques des énergies et des doses associées aux différentes régions d'implantations présentées sur la Figure 3 [8].

	Dose (/cm ²)	Energie (keV)
Forte Dose		
Grille	3e15 - 1e16	2 - 10
Source/Drain	2e15 - 5e15	2 - 40
Extension	5e14 - 2e15	0.2 - 5
Moyenne Dose		
Halo	1e13 - 8e13	2 - 40
Ajustement tension seuil	5e11 - 5e12	5 - 40
Dopage retrograde abrupte	5e11 - 8e12	100 - 200
Forte énergie		
Implantation peu profonde	8e12 - 3e13	100 - 600
Implantation profonde	6e12 - 1e13	400 - 1200
Implantation d'isolement	~ 5e13	80 - 200

Tableau 1: Valeurs typiques en énergie et en dose pour le dopage [8].

La grande gamme des doses (de 10^{12} à $10^{16}/\text{cm}^2$) et des énergies nécessaires à la réalisation d'un CMOS ne peut pas être réalisé par une seule machine. On distingue en fait trois grandes familles d'implanteurs ioniques selon les courants d'ions et les énergies d'implantation utilisables notamment dans le domaine de la microélectronique:

➤ **Les implantateurs « fort courant »**

Les implantateurs fort courant vont permettre d'atteindre des courants supérieurs à 25 mA et sont utilisés pour les applications nécessitant de fortes doses de dopant (dose $\geq 10^{14}$ ions/cm²) avec de faibles énergies d'implantation (entre 1 keV et ~80 keV) [9,10,11]. Ils permettent de réaliser des processus dans des temps courts (10-20 minutes). Toutefois, les problèmes de divergence de faisceau (effet de charge d'espace) à très basse énergie constituent un obstacle. En effet, la nécessité de diminuer les profondeurs d'implantations pour garantir la diminution de la taille des dispositifs est un challenge particulièrement difficile pour les énergies inférieures à 3 keV [12], car le courant maximum

pouvant être transporté décroît avec la diminution de l'énergie d'implantation. Ce phénomène est illustré par la formule de Child-Langmuir (voir le paragraphe II.2.5).

A basse énergie, la vitesse des ions étant faible, la durée pendant laquelle les forces électrostatiques de répulsion existant entre chaque ion positif augmente et conduit à une divergence accrue du faisceau. Le courant d'implantation devient faible et le temps de procédé s'en trouve fortement augmenté.

Pour faire face à ces problèmes de stabilité du faisceau à faible énergie, il existe une solution : le mode de décélération [5,13].

Le mode de décélération consiste à extraire et à transporter le faisceau ionique à une énergie supérieure à celle désirée. Le faisceau est ensuite décéléré juste avant le substrat à implanter par des électrodes de décélération. Cette méthode permet de conserver des courants d'implantation acceptables même à très basse énergie. Toutefois, elle présente l'inconvénient de conduire à une contamination énergétique du faisceau d'ions. En effet, lors du transport du faisceau dans la colonne d'accélération, certains ions sélectionnés vont entrer en collision avec des molécules ou des atomes de gaz résiduel de l'implanteur. Ces chocs peuvent conduire à des échanges de charge entre l'ion et l'espèce résiduelle (voir paragraphe II.1.4). Des ions sont donc neutralisés et deviennent insensibles au champ électrique de décélération. Pour un faisceau de proton, le taux de neutralisation par mètre avec une pression d'enceinte de 10^{-7} mbar est estimé à $2,6 \times 10^{-4}$. Les ions neutralisés sont finalement implantés avec une énergie d'extraction plus élevée que celle désirée [7,14].

De plus, sachant que la section efficace de capture est d'autant plus élevée que l'énergie d'implantation est faible, il convient d'utiliser une énergie initiale suffisamment élevée. Néanmoins, un compromis est nécessaire car l'énergie des neutres contaminants s'en trouvera augmentée. Un autre compromis concerne la localisation des électrodes de décélération entre l'analyseur magnétique et le substrat. En effet, plus celles-ci seront placées près de l'analyseur, plus le phénomène de pollution sera diminué. Dans le même temps, la divergence du faisceau sera accrue (effets de charge d'espace): le bénéfice de cette méthode sur le courant d'implantation sera donc d'autant plus limité que l'étage de décélération se trouvera loin du substrat.

Il faut noter que certains implanteurs possèdent deux aimants de tri et deux lentilles de décélération. Placé après un premier aimant, une première lentille va permettre de décélérer les ions avant leur entrée dans un deuxième aimant. Ce dernier a pour objectif principal de

rendre le faisceau uniforme et parallèle. Accessoirement, il permet un deuxième tri en masse, utile dans le cas où des espèces ioniques se seraient recombinaées en espèces neutres. A la sortie de l'aimant, une deuxième lentille de décélération permet un second ajustement de l'énergie de l'ion. Le faisceau d'ion atteignant le silicium a une forme de ruban, uniforme et parallèle sur toute la largeur de la plaque et de quelques centimètres de hauteur. Le support de la plaque va se déplacer de bas en haut devant le faisceau autant de fois que nécessaire pour atteindre la dose désirée [13].

➤ Les implantateurs « moyen courant »

Ces implantateurs d'un coût plus modeste sont les plus nombreux. Ils délivrent des faisceaux d'ions mono-chargés entre 1 et 5 mA pour des énergies de l'ordre de 300 keV [8]. Ils sont adaptés à la production de doses moyennes (dose $\sim 10^{11}$ à 10^{14} ions/cm²). Ils sont parfois utilisés pour des implantations plus profondes à haute énergie avec l'utilisation d'espèces doublement ou triplement chargées. Dans ce cas, le temps d'implantation est beaucoup plus long car on le verra plus loin, les sources d'implanteurs produisent peu d'ions doublement ou triplement chargés (<1%). Les implantateurs moyens courant sont semblables à ceux de fort courant à quelques différences près ; par exemple l'ajout d'un système d'accélération (ou de décélération) afin d'ajuster l'énergie des ions implantés. Ces machines d'un coût plus modeste, sont dans certains cas affectées à la R&D ou à des processus à faible fluence.

➤ Les implantateurs «haute énergie»

Les implantateurs haute énergie permettent d'atteindre des énergies d'implantation de l'ordre du MeV pour des ions mono-chargés [15,16]. Les premières utilisations de l'implantation ionique haute énergie en microélectronique concernaient la fabrication de capteurs CCD (charge coupled device). Mais actuellement, elle a évolué vers la fabrication de composants semiconducteurs, par exemple l'amélioration de l'isolation latérale et la réduction de la distance n+/p+ entre transistors MOS (NMOS et PMOS). Pour atteindre des énergies de l'ordre du MeV avec de fort courant de monochargés (~10 mA), les implantateurs ont actuellement recours à la solution coûteuse des accélérateurs de type linéaire [17]. Ces machines coûtent très cher et les industriels leur reprochent leur manque de fiabilité et de

souplesse et hésitent surtout à investir dans une machine coûteuse pour ne satisfaire qu'un petit nombre d'étapes technologiques (une ou deux). Le compromis trouvé par les industriels consiste à utiliser les petits courants d'ions multichargés produits par les sources d'ions des implantateurs (état de charge jusqu'au 3+) avec des courants de l'ordre du μA seulement, ce qui permet d'implanter jusqu'à une énergie de $\sim 4 \text{ MeV}$ (5 MeV théorique). Mais les doses implantées deviennent faibles à temps constant ($10^{13} \text{ ions/cm}^2$) et donc augmente la durée des traitements [18].

I.2. Les sources d'ions dans les implantateurs ioniques

La source d'ions dans un implantateur doit être capable de produire un faisceau stable de dopant tels que B, P, As, Sb, etc. (issus de composés toxiques et corrosifs, voire mortels). Le courant du faisceau peut atteindre 30 mA avec une durée de vie de la source de l'ordre de 20 h à 800 h, selon le type de source et le type d'élément produit [19]. Jusqu'en 2000, les implantateurs étaient principalement équipés de sources de type Freeman ou de type Bernas-Nier dont le principe est très voisin [20,21,22]. Ces deux sources sont capables de produire de forts courants ioniques dans une faible émittance et sont capables d'opérer à partir de gaz corrosifs tels que BF_3 [23,24]. Seule la source de Freeman est décrite à titre d'exemple, la source de Bernas étant assez similaire dans son principe de fonctionnement. Récemment, ces sources ont été améliorées: ce sont les sources IHC décrites plus loin dans ce chapitre. Ces nouvelles sources de plus longue durée de vie équipent systématiquement les nouveaux implantateurs commercialisés.

I.2.1. Source d'ions de type Freeman

Ce type de source a été inventé en 1963 par Harwell Freeman [25] pour une utilisation avec un séparateur d'isotopes électromagnétique, l'ensemble pouvant produire une grande variété de faisceau d'ions. Son principe de fonctionnement est représenté sur la Figure 4. Une chambre d'arc (anode) est traversée par un filament chauffé (cathode). Un flux de gaz est injecté dans la chambre. Grâce à une alimentation flottante, le filament est chauffé à des températures de l'ordre de 1200 °C (filament généralement du tungstène). Le filament va émettre des électrons par thermo émission qui sont accélérés vers les parois de la chambre (anode) par une différence de potentiel $\delta V = V_+ - V_-$ appelée tension d'arc appliquée entre l'anode (V_+) et la cathode (V_-). Ces électrons vont ioniser le gaz et créer des ions positifs, un plasma est donc formé. Un champ magnétique B dipolaire de l'ordre de 10^{-2} T, parallèle au filament, est créé par un électro-aimant extérieur et permet d'améliorer le confinement du plasma entre le filament et l'anode (augmentation de la probabilité d'ionisation). Un champ électrique va extraire le faisceau de la chambre d'ionisation et le pré-accélérer à une énergie intermédiaire (de 10 à 70 keV). Il faut noter que le système d'extraction des ions est une triode, avec une électrode de potentiel négatif (repousseur d'électrons) et une électrode à la

masse. La position des 2 électrodes est ajustable en ligne dans les 3 dimensions de l'espace (x, y, z) pour optimiser l'extraction du faisceau et son transport. La durée de vie de la source dépend de celle du filament qui est de 10 à 100 heures et qui dépend de l'élément utilisé, mais aussi du courant d'arc débité [26,27,28]. Ainsi, pour un courant d'implantation de quelques mA, le filament durera ~100 heures. Pour un courant d'implantation de plusieurs dizaines de mA, la durée de vie baisse à ~10 heures. Le Tableau 2 synthétise les paramètres électriques de la source de Freeman.

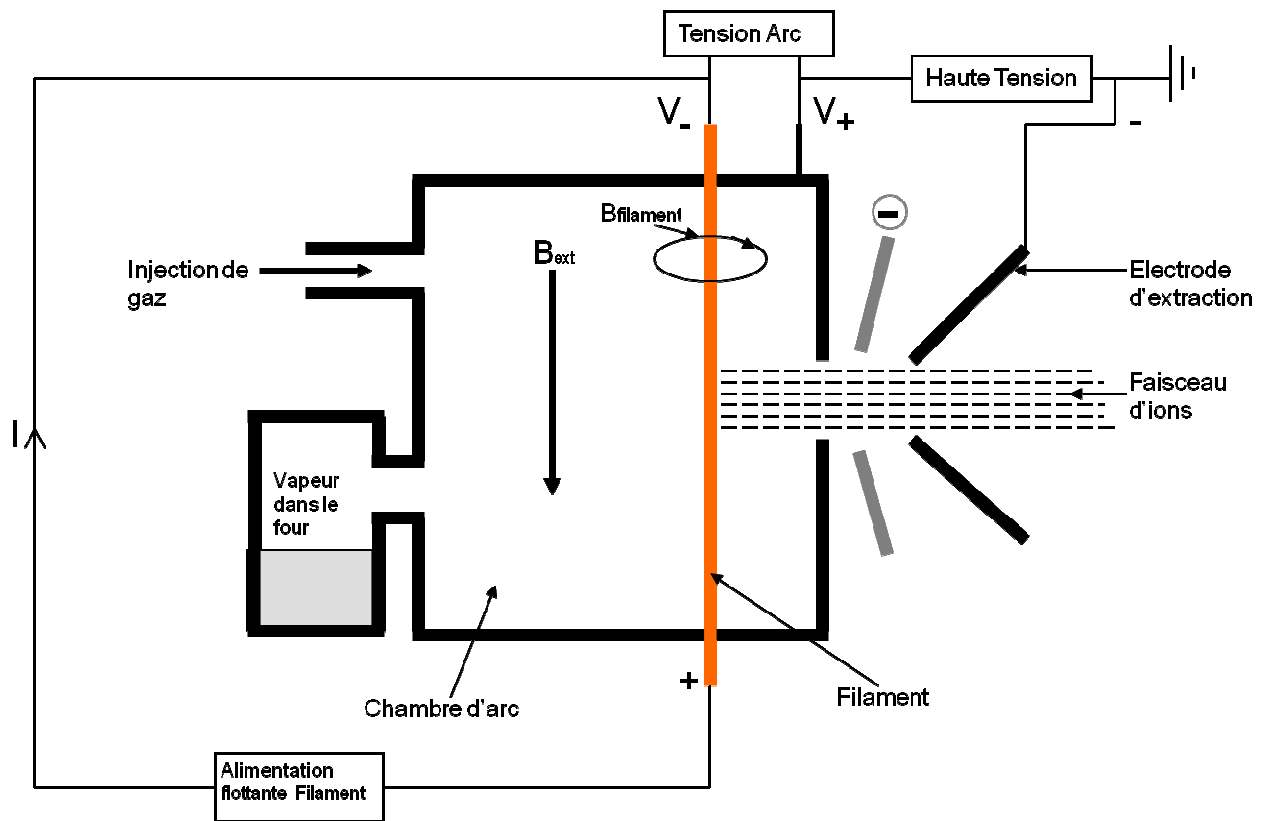


Figure 4: Principe de fonctionnement d'une source de Freeman.

	V	I
Arc	80 - 100	1 – 100 mA
Filament	1-10	100 -150 mA
Extraction	10-40 KV	1-80 mA

Tableau 2: Valeurs de fonctionnement typique d'une source de Freeman [25].

Le phénomène physique limitant le temps de vie des filaments est la pulvérisation des ions sur le filament. En effet, les ions du plasma sont accélérés vers le filament. Ils atteignent des énergies suffisantes pour endommager localement le réseau cristallin de ce dernier et expulsent petit à petit du tungstène vers la chambre d'arc. On comprend aussi que la durée de vie du filament est fonction du nombre d'ions pulvérisés. Plus le flux d'ions est fort, plus la durée de vie est faible.

I.2.2. Source IHC

Les sources de types Freeman et Bernas ont récemment été modifiées afin d'améliorer leur durée de vie. A titre d'exemple est présenté ici la source IHC (Indirectly Heated Cathode ou « Chauffage indirect de la cathode » en français), qui est une source de Bernas modifiée. Le chauffage direct du filament est remplacé par un chauffage indirect dit à cathode froide [29]. La caractéristique importante de cette configuration vient du fait que le filament directement chauffé est protégé de l'attaque physique et chimique du plasma par une cathode beaucoup plus massive.

La Figure 5 montre une vue en coupe d'une source d'ions IHC. La source d'ions comprend une chambre d'arc (**a**) dont les parois sont conductrices (**b**). Une extrémité de la chambre d'arc se trouve une cathode (**c**) en tungstène. Derrière cette cathode se trouve un filament de tungstène (**d**). Le filament de tungstène est connecté à une première alimentation de courant (**e**). Un fort courant peut chauffer le filament de tungstène qui émet des électrons (émission thermoïonique). Une deuxième alimentation (**f**) permet de porter la cathode à un potentiel plus élevé que celui du filament de tungstène; ainsi les électrons émis par le filament sont accélérés vers la cathode. La cathode ainsi chauffée (par son intérieur) peut émettre des électrons dans la chambre d'arc. Une troisième alimentation (**g**) entre la cathode et la paroi de la chambre d'arc permet d'accélérer les électrons dans la chambre d'arc. Un aimant extérieur crée un champ magnétique B (non représenté) à l'intérieur de la chambre d'arc permettant un confinement des électrons. Une électrode repousseur d'électrons (**h**) située à l'autre bout de la chambre d'arc (**a**) peut être polarisée à un potentiel identique ou voisin de la cathode (**c**) pour repousser les électrons énergétiques. Une source de gaz (**i**) fournit les espèces réactives à l'intérieur de la chambre d'arc. Les électrons interagissent avec les espèces réactives pour

produire un plasma (**j**). Une électrode d'extraction, non représentée, permet d'extraire les ions (**k**) du plasma pour les utiliser dans l'implanteur d'ions.

La cathode dans cette source étant beaucoup plus volumineuse, le flux d'ions est donc réparti sur une plus grosse surface si bien que l'attaque par pulvérisation est plus lente. Ceci augmente la durée de vie de la cathode, qui atteint 200 à 2000 h selon les densités de plasma dans la source (et donc de l'intensité du courant extrait).

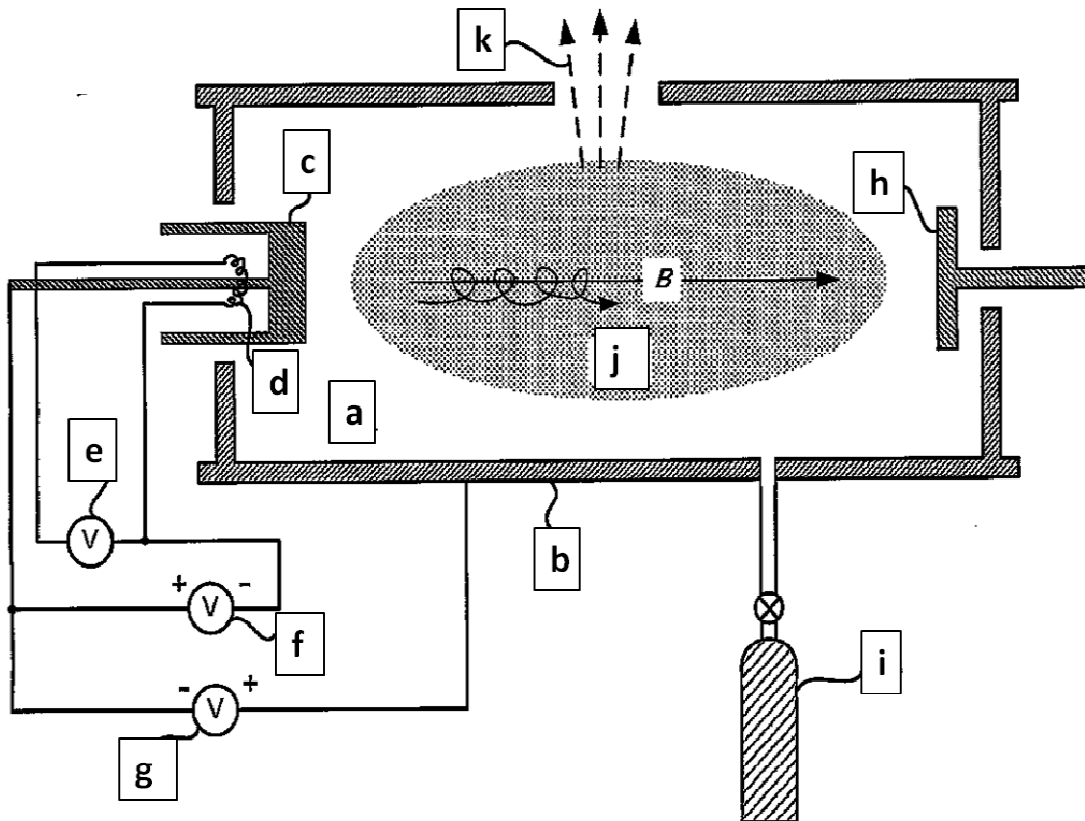


Figure 5: Schéma de principe d'une source d'ions IHC [29].

La Figure 6 représente quelques photos d'une source IHC démontée. Le faisceau est extrait à travers une fente. La cathode fait typiquement 2 cm de diamètre et 5 mm d'épaisseur et est faite de tungstène. Le reste de la chambre d'arc est fait de tungstène ou de graphite.

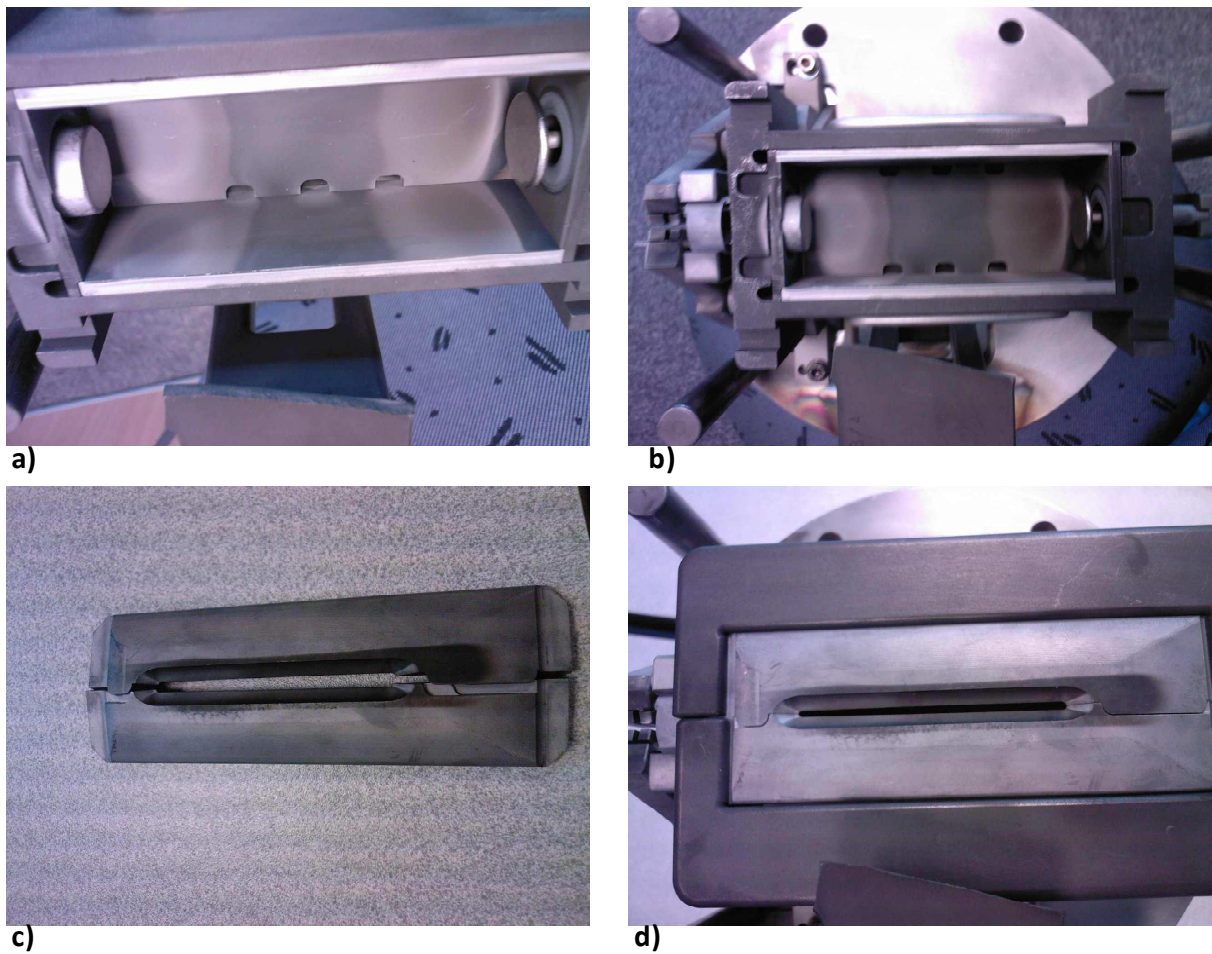


Figure 6: Photo d'une source IHC (courtoisie de la société Soitec). a) cathode massive et anticatode à l'opposé b) chambre de la source montée sur sa bride c) électrode plasma en fente d) ensemble de la source prêt à être monté sur la ligne de faisceau.

I.3. Synthèse concernant les sources d'ions à filaments

Bien que l'utilisation des sources IHC se soit développée au cours de ces dernières années et que ces sources soient installées par défaut sur les nouveaux implantateurs, les discussions avec des industriels en charge des implantateurs montrent plusieurs types de limitations.

- La durée de vie de la cathode, bien qu'améliorée à 220-800 heures en forts courants grâce aux sources IHC, reste une contrainte dont se passeraient bien les industriels. Cette durée est en pratique limitée par beaucoup de paramètres, par exemple la pulvérisation cathodique, qui avec le mélange d'espèce dans la source conduit à l'érosion de la cathode. L'utilisation de fluorures comme BF_3 et GF_4 limite la durée de vie de la source par la dégradation de la cathode et de l'anticathode. En effet après quelques heures d'utilisation, le tungstène des parois de la source réagit avec le fluor pour former du fluorure de tungstène. Les molécules de fluorures de tungstènes diffusent vers la surface de l'anticathode et de la cathode chaude pour y adhérer et par la même occasion réduisent la durée de vie de la cathode. L'utilisation de carbone nécessite des nettoyages fréquents, car elle provoque la formation d'une couche de carbure de tungstène près de la cathode et d'oxyde de tungstène près de l'anticathode. Celles-ci provoquent des instabilités et dégradent les performances de la source [8].
- L'intensité maximum des sources IHC de ~25-40 mA est une limite qui se répercute sur le temps des traitements. Une source produisant des courants plus importants avec une durée de vie plus longue intéresserait les industriels. Selon les applications, l'énergie d'implantation va de 1 keV à 4 MeV. Les industriels aimeraient pouvoir baisser encore l'énergie d'implantation en dessous de 1 keV (dans le cadre de la fabrication de transistors MOS d'épaisseur inférieure à 32 nm), mais cela n'est pas possible pour le moment (éclatement du faisceau par charge d'espace).
- La production de courant de l'ordre de 1 mA d'ions multichargés (3+) permettrait d'accélérer le temps des traitements à haute énergie ($E > 4 \text{ MeV}$). Actuellement, les traitements durent jusqu'à 1 heure, ce qui est un problème. Un courant de l'ordre de 1 mA d'ions 3+ permettrait également aux nombreux propriétaires d'implanteurs moyen

courants ($V < 300$ kV) d'accéder à l'implantation haute énergie pour un coût modeste (car les implantateurs haute énergie coûtent très cher).

Les implantateurs commerciaux utilisent des sources d'ions à cathode chaude, parce qu'elles sont bon marché, compactes et appropriées au fonctionnement avec plusieurs éléments chimiques pour le dépôt, la gravure et l'implantation dans les semi-conducteurs. Bien que les sources se soient améliorées au cours du temps, certaines difficultés persistent (durée de vie du filament, limitation de courant extrait ou encore absence de multichargés avec des courants raisonnables). Il s'agit maintenant pour nous dans ce travail d'essayer d'apporter une solution à ces problèmes. La société Pantechnik, en collaboration avec le LPSC¹ ont donc mis en place un projet de thèse en vue d'étudier le remplacement des sources à filaments dans les implantateurs par des sources RCE². Le but est donc d'utiliser une source RCE avec une durée de vie illimitée (par rapport aux sources à filament), capable de produire de très fortes intensités de faisceau d'ions et de produire en plus des ions multichargés.

¹ Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie

² Résonance Cyclotronique Electronique

Chapitre II: Les sources d'ions à la résonance cyclotronique électronique

II.1. Généralités sur les plasmas

Un plasma est un milieu gazeux où les molécules ou atomes sont totalement ou partiellement ionisés. Il est donc constitué d'ions positifs, d'électrons et de neutres. L'ensemble est macroscopiquement neutre.

Le plasma est aussi considéré comme étant le quatrième état de la matière, faisant suite à l'échelle des températures croissantes, aux trois états classiques : solide, liquide et gazeux. Les gaz possèdent généralement un faible degré d'ionisation sans pour autant pouvoir être appelés plasmas. Dans un gaz, les particules individuelles sont en majorité des molécules (ou atomes dans le cas des gaz rares) et les forces d'interactions y sont totalement négligeables. Dans un plasma où les phénomènes collectifs sont prépondérants, les interactions qui interviennent entre les particules chargées ou entre elles et un champ extérieur, sont de nature électromagnétique [30]. Dans les plasmas à basse pression (pression $< 10^{-2}$ Torr) qui nous intéressent, les températures électroniques sont beaucoup plus élevées que celles des ions qui sont sensiblement égales à celles des neutres ; on parle alors de plasmas froids hors ETL (équilibre thermodynamique local).

L'objectif ici est de définir les grandeurs fondamentales qui permettent de caractériser un tel plasma et de s'intéresser aux processus microscopiques mis en jeu pour produire des ions.

II.1.1. Grandeurs caractéristiques

➤ Fonction de distribution :

La méthode la plus couramment utilisée pour décrire un plasma, est l'étude statistique du milieu. Pour cela, on utilise le plus souvent une distribution maxwellienne pour décrire la distribution en énergie et en vitesse des particules composant le plasma [31].

Ainsi, la fonction de distribution de vitesse $f(v_e)$ des électrons est donnée par :

$$f(v_e) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{m_e v_e^2}{2k T_e} \right) \quad (\text{II. 1})$$

k étant la constante de Boltzman, m_e la masse de l'électron, n_e la densité électronique et T_e la température électronique.

De même, la fonction de distribution de vitesse $f(v_i)$ des ions est donnée par :

$$f(v_i) = n_i \left(\frac{m_i}{2\pi k T_i} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_i v_i^2}{2k T_i} \right) \quad (\text{II. 2})$$

m_i étant la masse de l'ion, n_i la densité ionique et T_i la température ionique.

Par intégration de ces expressions, on trouve la vitesse moyenne de l'électron et de l'ion:

$$\langle v_e \rangle = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \quad (\text{II. 3})$$

$$\langle v_i \rangle = \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi m_i}} \quad (\text{II. 4})$$

Sur les Tableau 3 et Tableau 4 sont données des ordres de grandeurs pour les distributions des électrons et des ions. On voit que, de part leur faible masse, les électrons sont 43 fois plus rapides que les protons pour une température donnée. On peut aussi noter qu'à 10 keV, les électrons sont déjà relativistes ($\beta \sim 0.2$).

kT_e	$\langle v_e \rangle$
10 eV	$2,1 \times 10^6$ m/s
10 keV	$6,7 \times 10^7$ m/s

Tableau 3 : Ordre de grandeurs des vitesses moyennes électroniques.

kT_i	$\langle v_i \rangle$
0,025 eV	2471 m/s
10 eV	49420 m/s

Tableau 4 : Ordre de grandeurs des vitesses moyennes ioniques (cas du proton).

➤ **Longueur de Debye :**

Un plasma est macroscopiquement neutre. Cependant, à l'échelle microscopique, les particules chargées composant le plasma subissent des forces d'interaction électrostatique. La longueur de Debye λ_D est la distance sur laquelle l'influence du champ électrique crée par une particule chargée est ressentie par une autre particule chargée à l'intérieur du plasma. Au-delà de cette distance, les champs électriques individuels créés par les particules environnantes se compensent et le champ électrostatique résultant devient nul. La longueur de Debye est donnée par la relation $1/\lambda_D^2 = 1/\lambda_{Di}^2 + 1/\lambda_{De}^2$, λ_{Di} étant la longueur de Debye ionique et λ_{De} la longueur de Debye électronique. La formule générale de la longueur de Debye λ_D est:

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B / e^2}{\frac{n_e}{T_e} + \sum_{ij} \frac{j^2 n_{ij}}{T_i}} \right)^{1/2} \quad (\text{II. 5})$$

où ε_0 est la permittivité du vide, k_B la constante de Boltzmann, e la charge d'un électron, n_e la densité d'électrons, n_{ij} la densité d'atomes i ayant une charge $j.e$, T_e et T_i sont respectivement la température des électrons et celle des ions du plasma.

Dans le cas des plasmas hors équilibre thermodynamique local, comme les plasmas RCE, la température des ions T_i est généralement beaucoup plus faible que la température des électrons T_e ($T_i \ll T_e$) et la longueur de Debye ionique devient négligeable devant la longueur de Debye électronique, si bien que l'expression de la longueur de Debye se simplifie :

$$T_i \ll T_e \Rightarrow \lambda_D \sim \lambda_{De} = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (\text{II. 6})$$

Ainsi, un champ électrique statique extérieur sera écranté par les particules chargées du plasma et il ne pourra pas pénétrer dans le plasma au-delà d'une distance supérieure à quelques λ_D .

Dans un plasma de densité électronique $n_e = 10^{12}/\text{cm}^3$ et de température électronique telle que $kT_e = 10$ eV, la longueur de Debye électronique vaut 23,5 μm .

➤ **Fréquence plasma :**

Si dans un plasma initialement neutre, on produit une perturbation locale sous forme d'un excès de charges positives ou négatives, celui-ci va tendre à revenir vers l'état d'équilibre de neutralité.

De par leur faible masse, les électrons ont tendance à se séparer des ions, ces derniers qui sont lourds et peu mobiles les rappellent par effet coulombien. Le mouvement de rappel des électrons correspond à des oscillations autour de leur position d'équilibre avec une pulsation ω_{pe} telle que :

$$\omega_{pe} = \left(\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (\text{II. 7})$$

où m_e est la masse de l'électron, e la charge d'un électron, n_e la densité électronique et ε_0 la permittivité du vide.

Ce phénomène est appelé oscillation de plasma électronique ou oscillation de Langmuir. La fréquence plasma s'écrit :

$$f_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi} \quad (\text{II. 8})$$

$$f_{pe} = 8.97 \sqrt{n_e} \text{ [Hz]} \quad (\text{II. 9})$$

On peut définir de même la pulsation des oscillations des ions dans le plasma par :

$$\omega_{pi} = \left(\frac{q_i^2 n_i}{\varepsilon_0 m_i} \right)^{1/2} \quad (\text{II. 10})$$

où q_i , n_i , et m_i sont respectivement la charge, la densité et la masse de l'ion.

On peut montrer que la relation de dispersion d'une onde électromagnétique dans un plasma s'écrit (en négligeant le mouvement des ions) :

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2 \quad (\text{II. 11})$$

k étant le nombre d'onde et c la vitesse de la lumière.

Si $\omega < \omega_{pe}$, l'onde est réfléchiée par le plasma et si $\omega > \omega_{pe}$, elle peut se propager dans le plasma. Les particules peuvent osciller en réponse à une onde externe appliquée au plasma à condition que la fréquence soit inférieure ou égale à la fréquence naturelle des particules. Comme $\omega_{pe} \gg \omega_{pi}$, les électrons (contrairement aux ions) sont capables de répondre à des perturbations à hautes fréquences.

II.1.2.Effet miroir

○ Mouvement d'une particule dans un champ magnétique B

Si l'on considère une particule chargée de charge q et de vitesse v dans un champ magnétique B uniforme, son mouvement est décrit par l'équation de Lorentz (dans le cas non relativiste):

$$m \frac{dv}{dt} = q(v \times B) \quad (\text{II. 12})$$

La particule décrit alors une trajectoire hélicoïdale le long des lignes de champ dont la fréquence de giration, communément appelée fréquence cyclotron vaut :

$$\omega = \frac{q}{m} B \quad (\text{II. 13})$$

où q et m sont respectivement la charge et la masse de la particule considérée. On notera que selon l'usage, on emploie ici le mot fréquence (qui est en fait $f = \omega/2\pi$) bien qu'il s'agisse d'une vitesse angulaire. On peut écrire l'expression pratique de cette grandeur pour les électrons (ω_{ce}) :

$$\omega = \omega_{ce} = 1,7588 \times 10^{11} B [\text{rad/s}] \quad (\text{II. 14})$$

B étant exprimé en Tesla.

En outre, le rayon de giration de la particule, également appelé rayon de Larmor, s'écrit :

$$\rho_L = \frac{v_{\perp}}{\omega} \rightarrow v_{\perp} = \rho_L \omega \quad (\text{II. 15})$$

v_{\perp} étant la composante de la vitesse de la particule perpendiculaire au champ B . On peut noter que pour un B donné, toutes les particules tournent avec la même fréquence cyclotron, leur différence de vitesse se traduit seulement pour un rayon de Larmor différent.

○ Effet miroir

Considérons une particule chargée d'énergie cinétique E , de vitesse initiale v_0 à la position z_0 évoluant dans un gradient de champ magnétique tel que $B = B_z(z)\vec{e}_z$ et $\partial B_z(z)/\partial z > 0$. La vitesse se décompose en une vitesse $v_{//}$ parallèle et une vitesse v_{\perp} perpendiculaire à la ligne de champ autour de laquelle l'électron décrit sa trajectoire comme le montre la Figure 7. En l'absence de champ électrique, son énergie cinétique E reste

conservée, tout comme son moment magnétique μ_0 (avec la condition que $\nabla B/B \ll 1$).

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mv_{//}^2 + \frac{1}{2}mv_{\perp}^2 \quad (\text{II. 16})$$

$$\mu_0 = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = cte \quad (\text{II. 17})$$

Et on peut écrire :

$$E = \mu_0 B + \frac{1}{2}mv_{//}^2 = \mu_0 B_0 + \frac{1}{2}mv_{//0}^2 \quad (\text{II. 18})$$

où l'indice v_0 et B_0 indique les valeurs de v et B en $z = 0$. De cette dernière relation, on voit que plus la particule se propage vers les B croissants, plus sa vitesse parallèle diminue et donc sa vitesse orthogonale augmente. La particule est réfléchiée en un point $B_{réfl}$ du miroir où sa vitesse parallèle s'annule et où son énergie vaut $E_{réfl} = \mu_0 \cdot B_{réfl}$: c'est l'effet de « miroir magnétique ». On définit l'angle α entre le vecteur vitesse de l'électron et le vecteur vitesse parallèle au champ magnétique tel que :

$$\sin^2 \alpha = \frac{v_{\perp}^2}{v_{\perp}^2 + v_{//}^2} = \frac{\mu_0 B}{E} \quad (\text{II. 19})$$

on obtient alors la condition de réflexion suivante:

$$\sin^2 \alpha = \frac{B}{B_{réfl}} \quad (\text{II. 20})$$

Pour être réfléchiée, la particule doit avoir son angle α tel que:

$$\sin^2 \alpha \geq \frac{B_{min}}{B_{max}} \quad (\text{II. 21})$$

ou encore :

$$v_{\perp}^2 \cdot \left(1 - \frac{B_{min}}{B_{max}}\right) \geq v_{//}^2 \quad (\text{II. 22})$$

Le rapport $R = B_{max}/B_{min}$ est appelé rapport miroir.

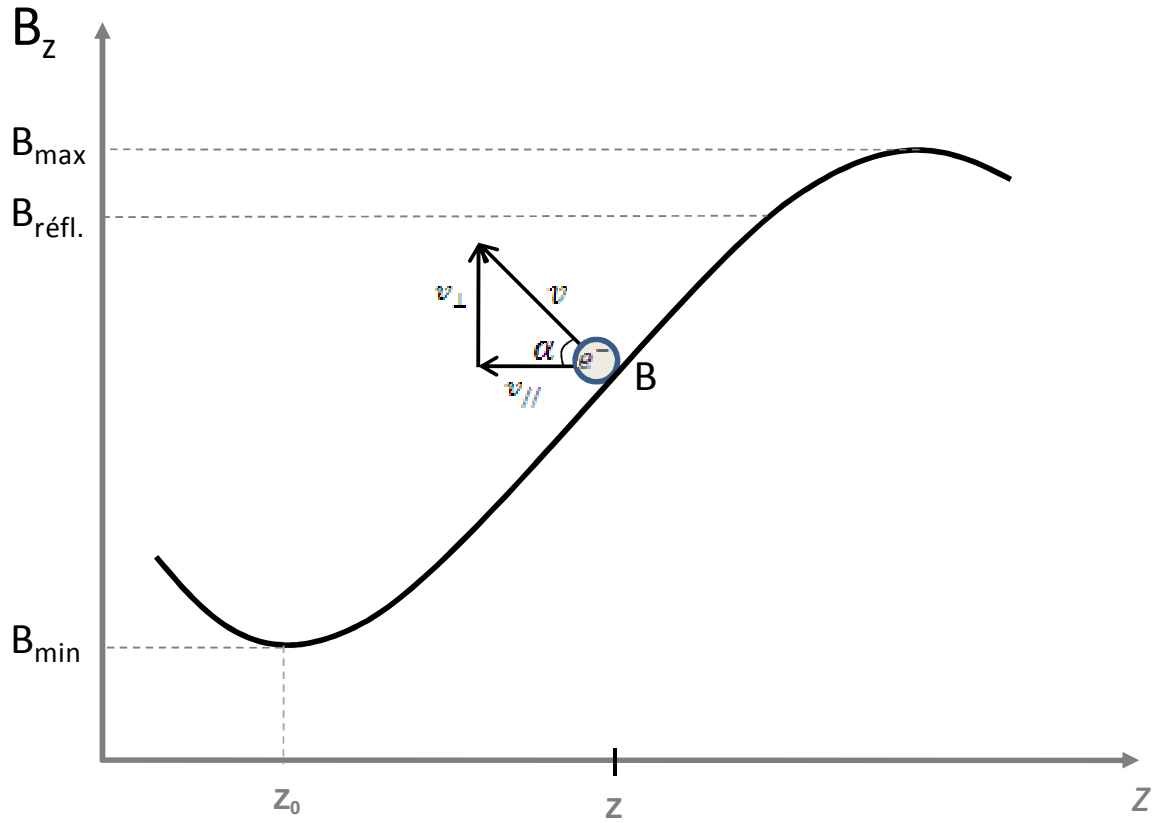


Figure 7: Illustration de l'effet miroir.

Ainsi les particules dont la vitesse forme avec le champ magnétique un angle $\alpha_p > \alpha$ sont réfléchies par le maximum de champ magnétique B_{refl} tandis que celles avec un angle $\alpha_p < \alpha$ peuvent s'échapper, ce qui définit ainsi un cône de perte des particules (Figure 8).

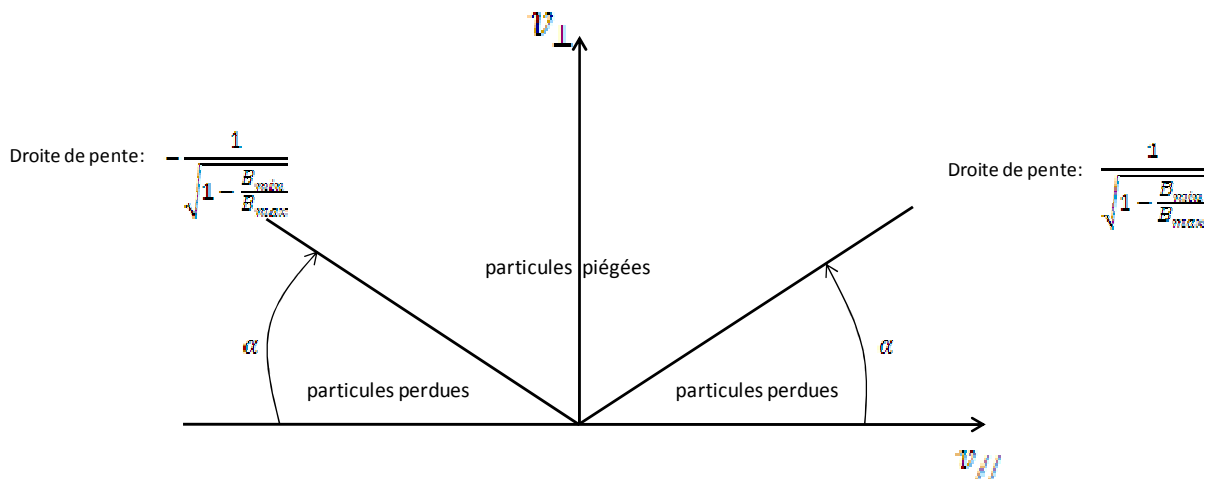


Figure 8: Cône de perte de particules dans un plasma.

II.1.3. Le potentiel plasma et la gaine plasma

Dans un plasma de laboratoire, les électrons, du fait de leur faible masse, sont beaucoup plus mobiles que les ions. Ils peuvent donc s'échapper du plasma plus rapidement et diffusent vers les parois. Pour conserver sa neutralité globale, le plasma se charge positivement par rapport au potentiel de la paroi à un potentiel $V_p > 0$ appelé potentiel plasma. Ainsi, au voisinage de la paroi, le potentiel plasma freine les électrons et accélère les ions de manière à ce que le flux net de charge à la paroi soit nul.

Cette zone de transition entre le plasma et la paroi, de l'ordre de quelques λ_D , est appelée gaine. Dans la gaine, le milieu n'est pas neutre. La valeur expérimentale de V_p dans une source RCE est dans la gamme 10-65 V [32,33,34]. Sur la Figure 9 est représentée l'évolution typique du profil de densité ionique et électronique dans la gaine d'un plasma. On peut remarquer que dans la gaine $n_e(x) \ll n_i(x)$, en effet comme $v_e \gg v_i$, la condition de neutralité du flux à la paroi impose $n_e v_e = n_i v_i$.

Le potentiel est également responsable d'un meilleur confinement des électrons « froids ». En effet, si l'électron a une énergie inférieure au potentiel plasma, il ne pourra pas franchir cette barrière de potentiel et sera réaccélééré vers le plasma. On dit que ces électrons sont confinés électrostatiquement.

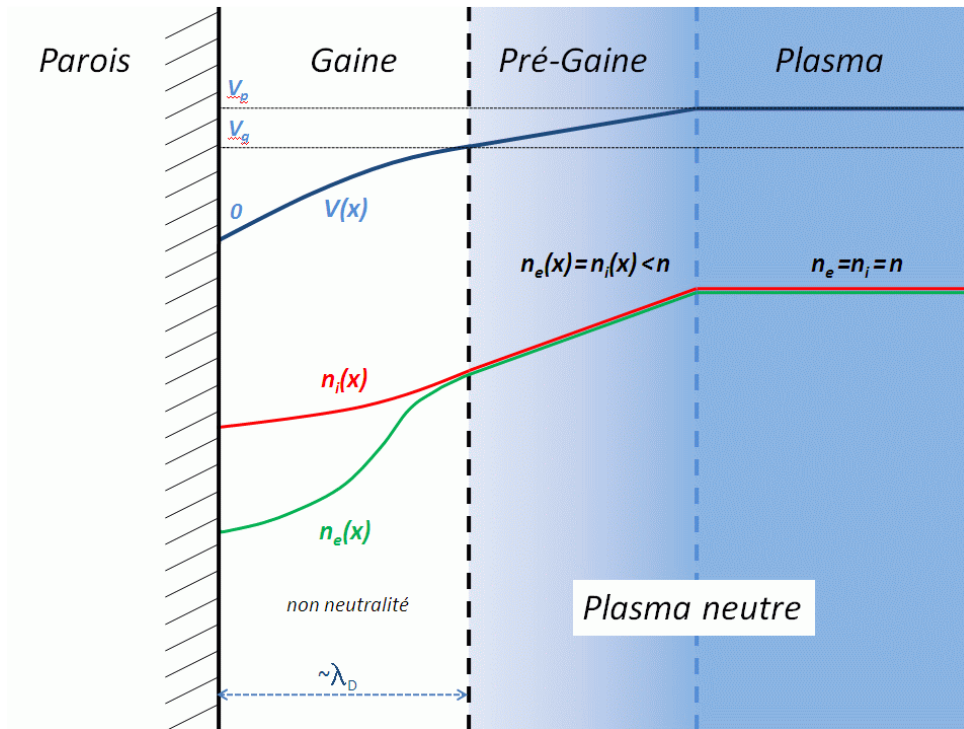


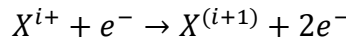
Figure 9: Evolution d'un plasma dans la gaine [35].

Le physicien Bohm a avancé l'hypothèse de l'existence d'une pré-gaine située entre le plasma et la gaine. Dans cette zone de transition, on a encore l'égalité des densités $n_e = n_i$, mais la densité baisse linéairement avec la distance par rapport à celle du plasma. La pré-gaine est caractérisée par une chute de potentiel telle que $V_p - V_g = kT_e/2e$ où V_g est le potentiel en entrée de gaine, visible sur la Figure 9, V_p le potentiel plasma et e la charge de l'électron. Cette différence de potentiel accélère les ions dans la pré-gaine et décélère les électrons. La condition sur la vitesse des ions en entrée de gaine, notée v_g , qui permet de rendre ensuite compte de l'évolution des densités électroniques et ioniques dans la gaine est donnée par le critère de Bohm : $v_g \geq (kT_e/m_i)^{1/2}$ où k est la constante de Boltzmann, T_e la température électronique et m_i la masse des ions.

II.1.4. Les mécanismes d'ionisation

De nombreux processus collisionnels interviennent pour ioniser les atomes du plasma, leurs effets peuvent être constructifs (ionisation) ou destructifs (recombinaison, échange de charge).

➤ **L'ionisation par impact électronique:**



Les interactions électron-ion ou électron-atome peuvent se traduire par une ionisation si l'électron incident a une énergie cinétique plus grande que le potentiel d'ionisation P_i de l'électron le moins lié de l'ion ou de l'atome (quelques exemples dans le Tableau 5). La section efficace d'ionisation par impact électronique $\sigma(\text{cm}^2)$ d'un état de charge i vers un état de charge $i + 1$ atteint un maximum pour une certaine énergie de l'électron incident (Figure 10) et peut être exprimée par la formule de Lotz [36,37]:

$$\sigma_{i \rightarrow i+1}(E) = \frac{1.4 \times 10^{-13}}{P_i E} \ln \frac{E}{P_i} \quad [\text{cm}^2] \quad (\text{II. 23})$$

où E et P_i , qui sont respectivement l'énergie cinétique de l'électron et le potentiel d'ionisation de l'état de charge i , sont exprimés en eV.

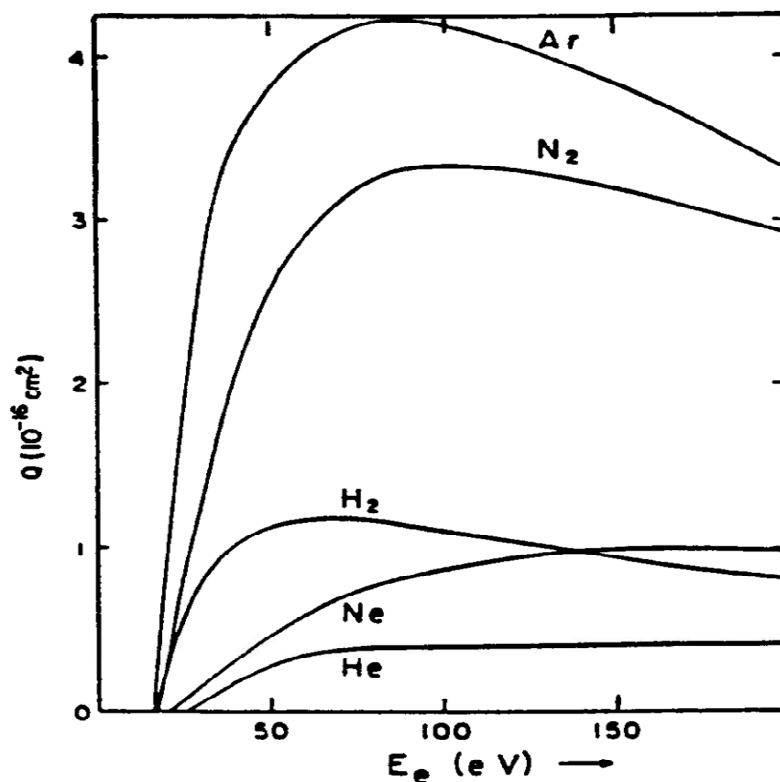


Figure 10: Variations des sections efficaces d'ionisation par impact électronique de quelques gaz [36].

Le taux d'ionisation $\nu_{i \rightarrow i+1}$ qui correspond au nombre de paires d'ions produites par unité de temps dans le plasma par les électrons d'énergie cinétique E est donné par :

$$\nu_{i \rightarrow i+1} = n_e(E) \sigma_{i \rightarrow i+1}(E) v_e \quad [s^{-1}] \quad (\text{II. 24})$$

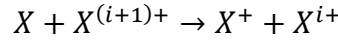
où $n_e(E)$ et v_e sont respectivement la densité et la vitesse des électrons.

Pour obtenir des atomes n fois ionisés, il doit exister dans le plasma une population d'électrons dont l'énergie est au moins égale au $n^{\text{ième}}$ potentiel d'ionisation de l'élément en question. L'ionisation est alors d'autant plus difficile que l'état de charge est élevé. En effet la probabilité d'ioniser est dans ce cas beaucoup plus faible.

Elément	P_{1+} (1ere ionisation) [eV]	P_i (dernière ionisation) [eV]
H	13,6	
He	24,59	54,41
O	13,62	871,4
Ar	15,76	4 426,23
Xe	12,13	39657,6

Tableau 5 : Exemple de valeurs de potentiel d'ionisation de quelques éléments.

➤ **L'échange de charge :**



L'échange de charge est un processus qui concurrence l'ionisation. Il se produit entre les ions de charge i et le gaz résiduel (neutres ou faiblement chargés). Le fort champ électrique crée par l'ion de charge i est suffisant pour arracher un électron de l'atome ou ion pendant la collision. Plus l'état de charge de l'ion considéré est élevé, plus l'échange de charge avec les neutres risque d'être important, bien que la densité des neutres diminue au fur et à mesure que la charge effective du plasma augmente. La probabilité pour qu'une telle réaction se produise est donnée par la section efficace d'échange de charge $\sigma(cm^2)$ [38] :

$$\sigma_{i \rightarrow i-1}^{ech} = 1,43 \times 10^{-12} Z_i^{1,17} P_i^{-2,76} \quad (II. 25)$$

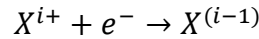
L'échange de charge est fonction de la charge de l'ion considéré, Z_i et de son potentiel d'ionisation, P_i .

Le taux d'échange de charge est exprimé par :

$$\langle v^{ech} \rangle = n_0 \langle \sigma^{ech} v_i(E_i) \rangle \quad (II. 26)$$

où n_0 est la densité de neutre et v_i la vitesse de l'ion.

➤ **La recombinaison radiative :**



La recombinaison radiative est un phénomène qui, comme l'échange de charge, s'oppose à l'ionisation. Elle se produit entre un ion et un électron libre et donc augmente avec la densité électronique.

Le taux de recombinaison radiative, toujours dans l'hypothèse d'une distribution électronique Maxwellienne, est donné par l'expression [39]:

$$v_{i \rightarrow i+1}^{rr} = n_e 5.2 \times 10^{-14} i \frac{P_i^{3/2}}{(kT_i)^{3/2}} e^{\frac{P_i}{kT_e}} \int_{P_i/kT_e}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \quad (II. 27)$$

Où P_i , k , T_i , T_e , n_e sont respectivement le potentiel d'ionisation de l'état de charge i , la constante de Boltzmann, les températures ionique et électronique, la densité électronique. La recombinaison radiative n'intervient en fait que dans les couches profondes et peut être négligée dans tous les autres cas car la section efficace de recombinaison augmente avec l'état de charge de l'ion. On comprend aussi intuitivement que le champ électrique de l'ion

fortement ionisé est plus intense et attire plus fortement un électron qu'un ion faiblement chargé.

➤ **Bilan d'ionisation :**

On peut dresser le bilan des phénomènes qui favorisent et qui défavorisent l'état de charge i :

- Gain d'ions de charge i : ionisation de l'état de charge $(i - 1)$, échange de charge de l'état de charge $(i + 1)$, recombinaison radiative de l'état de charge $(i + 1)$.
- Perte d'ions de charge i : ionisation vers l'état de charge $(i + 1)$, échange de charge vers l'état de charge $(i - 1)$, recombinaison radiative vers l'état de charge $(i - 1)$ et perte des ions de charge i par déconfinement.

A partir des différentes grandeurs (taux d'ionisation, d'échange de charge, de recombinaison radiative) définies aux paragraphes précédents et du temps de confinement des ions (voir II.34), on peut alors écrire l'équation qui décrit l'évolution de la densité d'ions de charge i dans le plasma :

$$\frac{dn_i}{dt} = n_{i-1}v_{i-1} + n_{i+1}(v_{i+1 \rightarrow i}^{ech} + v_{i+1 \rightarrow i}^{rr}) - n_i(v_{i \rightarrow i-1} + v_{i \rightarrow i-1}^{rr} + \frac{1}{\tau_i}) \quad (\text{II. 28})$$

où n_i , n_{i-1} et n_{i+1} , sont les densités d'ions de charges i , $(i - 1)$ et $(i + 1)$. Le terme n_i/τ_i modélise le taux de perte des ions dans le plasma (τ_i temps de confinement de l'ion explicité au II.34) vers les parois de l'enceinte de confinement.

Il est possible d'écrire cette équation pour tous les états de charge d'une espèce d'ion considérée. A l'équilibre, lorsque la source RCE a atteint son régime stationnaire, on peut écrire pour tout i :

$$\frac{dn_i}{dt} = 0 \quad (\text{II. 29})$$

Le Tableau 6 donne les valeurs typiques des sections efficaces d'ionisation par impact électronique pour des électrons de 1 keV et d'échange de charge pour des atomes d'hélium. On voit que les valeurs de section efficace d'échange de charge sont environ 10 fois plus grandes que les sections efficaces d'ionisation. L'obtention d'une population d'ions

multichargés nécessite une basse pression afin de réduire au maximum le nombre de neutres présents dans le plasma.

	$\text{He}^{0+ \rightarrow 1+} [\text{cm}^2]$	$\text{He}^{1+ \rightarrow 2+} [\text{cm}^2]$
$\sigma_{i \rightarrow i+1}$ ionisation à 1 keV	$2,1 \times 10^{-17}$	$7,5 \times 10^{-18}$
$\sigma_{i \rightarrow i-1}^{ech}$ échange de charge	$2,7 \times 10^{-16}$	$7,5 \times 10^{-17}$

Tableau 6 : Exemple de valeurs de sections efficaces de l'hélium.

II.2. Les sources d'ions RCE

II.2.1. La résonance cyclotronique électronique

➤ **Condition de Résonance Cyclotronique Electronique:**

Dans un plasma RCE, les électrons sont chauffés par une onde électromagnétique de hyper fréquence (HF). L'énergie qu'ils acquièrent est suffisante pour entretenir l'état de plasma en continu et ioniser les atomes et ions du plasma. L'ionisation se produit par collision de la population des électrons chauffés sur les atomes ou ions du plasma. Il est donc nécessaire que les électrons possèdent une énergie supérieure au potentiel d'ionisation de l'atome en question.

Le mécanisme de transfert d'énergie entre l'onde HF de pulsation ω_{HF} et les électrons du plasma nécessite la présence d'un champ magnétique d'intensité particulière B telle que :

$$\omega_{HF} = \omega_{ce} = \frac{eB}{m_e} \quad (\text{II. 30})$$

où ω_{ce} est la fréquence cyclotronique électronique (voir paragraphe I.1.2.), e et m_e étant respectivement la charge et la masse de l'électron. Cette relation exprime la condition de résonance cyclotronique électronique. Quand cette condition est remplie, l'électron est accéléré par le champ électrique de l'onde HF. On a vu précédemment que dans un champ magnétique d'intensité B , tous les électrons tournent à la même pulsation cyclotronique électronique ω_{ce} quelle que soit leur vitesse perpendiculaire à B . Ainsi, les électrons en résonance peuvent atteindre de grandes vitesses perpendiculaire en augmentant leur rayon de giration de Larmor ρ .

Il faut cependant noter que les électrons, en passant dans la zone de résonance peuvent gagner ou perdre de l'énergie suivant l'orientation de leur vitesse transverse avec le champ électrique de l'onde HF [40]. Il s'avère qu'en moyenne, le bilan énergétique de la population des électrons du plasma est positif : on parle de chauffage stochastique intrinsèque des électrons [41].

Pour une fréquence de l'onde HF ($f_{HF} = 2\pi\omega_{HF}$) donnée, le champ magnétique B_{RCE} auquel la résonance se produit s'exprime par:

$$B_{RCE} = 2\pi f_{HF} \frac{m_e}{e} \quad (\text{II. 31})$$

$$B_{RCE} = \frac{f_{HF} [\text{GHz}]}{28} \quad (\text{II. 32})$$

Par exemple, pour une fréquence de 2,45 GHz, B_{RCE} vaut 0,0876 T.

➤ **Fréquence de coupure d'un plasma RCE et de densité critique**

On a vu dans le paragraphe II.1.1 que les électrons du plasma peuvent répondre à une onde extérieure à conditions que la pulsation plasma ω_p soit inférieure ou égale à la pulsation de l'onde.

Si la pulsation plasma ω_p des électrons est supérieure à la pulsation de l'onde HF (ω_{HF}), cette dernière est réfléchiée et ne peut donc plus pénétrer le plasma pour chauffer les électrons : il s'agit du phénomène de coupure [42].

Pour que l'onde HF puisse pénétrer dans le plasma, on doit nécessairement avoir $\omega_p \leq \omega_{HF}$. On déduit de la relation (II. 7) que la densité électronique limite que peut atteindre le plasma, est atteinte lorsque $\omega_p = \omega_{HF}$:

$$n_e = \frac{\varepsilon_0 m_e}{e^2} \omega_{HF}^2 \quad (\text{II. 33})$$

$$\omega_{pe} = \left(\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (\text{II. 7})$$

Soit : $n_e = 1,24 \times 10^{10} f_{HF}^2 [\text{e}^-/\text{cm}^3]$, avec f_{HF} en [GHz]

Lorsque cette valeur de densité est atteinte, on verra la puissance HF réfléchiée vers l'émetteur croître. On note que la densité du plasma RCE est fonction du carré de la fréquence de chauffage HF. Pour obtenir un plasma plus dense, une solution consiste à augmenter la fréquence de chauffage ω_{HF} , mais cela s'accompagne aussi par conséquent d'une augmentation linéaire du champ magnétique RCE pour assurer la condition de résonance RCE.

II.2.2. Principe des sources d'ions RCE

Les sources à Résonance Cyclotronique Electroniques ont été développés dans les années 70 par R. GELLER et son équipe [43]. Elles permettent d'obtenir avec une efficacité importante d'ionisation (pouvant aller jusqu'à 100%) des faisceaux d'ions mono ou multichargés. Le principe repose sur la création d'un plasma (ions, électron, atomes) en injectant une onde électromagnétique haute fréquence (de l'ordre du GHz) dans une cavité sous vide (appelée chambre à plasma) contenant du gaz en présence de champ magnétique. La géométrie du champ magnétique est adaptée à la cavité de manière à produire soit des ions mono chargés, soit des ions multichargés. Dans le premier cas, une température électronique moyenne de l'ordre de 10 eV est suffisante pour produire des ions 1+. Ce chauffage peut être atteint très facilement avec un simple gradient de champ magnétique axial. La fabrication des ions multichargés nécessite de chauffer les électrons jusqu'à atteindre des températures moyennes de l'ordre de 1 à 10 keV. La clé pour chauffer si fortement les électrons dans les sources RCE est d'utiliser un confinement magnétique, basé sur l'effet miroir, qui va forcer les électrons à repasser des milliers de fois dans la zone RCE et permettre ainsi d'atteindre les hautes températures visées.

L'extraction de faisceaux d'ions est obtenue en perçant un trou dans la chambre à plasma, par lequel le plasma va pouvoir fuir. L'accélération du faisceau est obtenue en plaçant la chambre à plasma à un potentiel positif élevé (haute tension). Une électrode munie d'un trou mise à la masse en regard du trou de la chambre à plasma va créer un champ électrique accélérateur assurant la bonne extraction du faisceau d'ions hors de la source.

II.2.3. Exemple d'une source d'ions monochargés (source de Taylor)

La source d'ions de Taylor (Figure 11) est une source RCE à 2,45 GHz développée par T. Taylor et J. Wills [44] dans le but de produire de forts courants de faisceau d'ions pour un accélérateur. Elle a produit expérimentalement un courant de proton de 75 mA avec une émittance de $0.07 \pi.mm.mrad$ [45].

La chambre à plasma est en cuivre OFHC refroidie, cylindrique et de dimensions compatibles avec le guide d'onde, soit 90 mm de diamètre et 100 mm de longueur. L'injection HF se fait via un guide d'onde WR284.

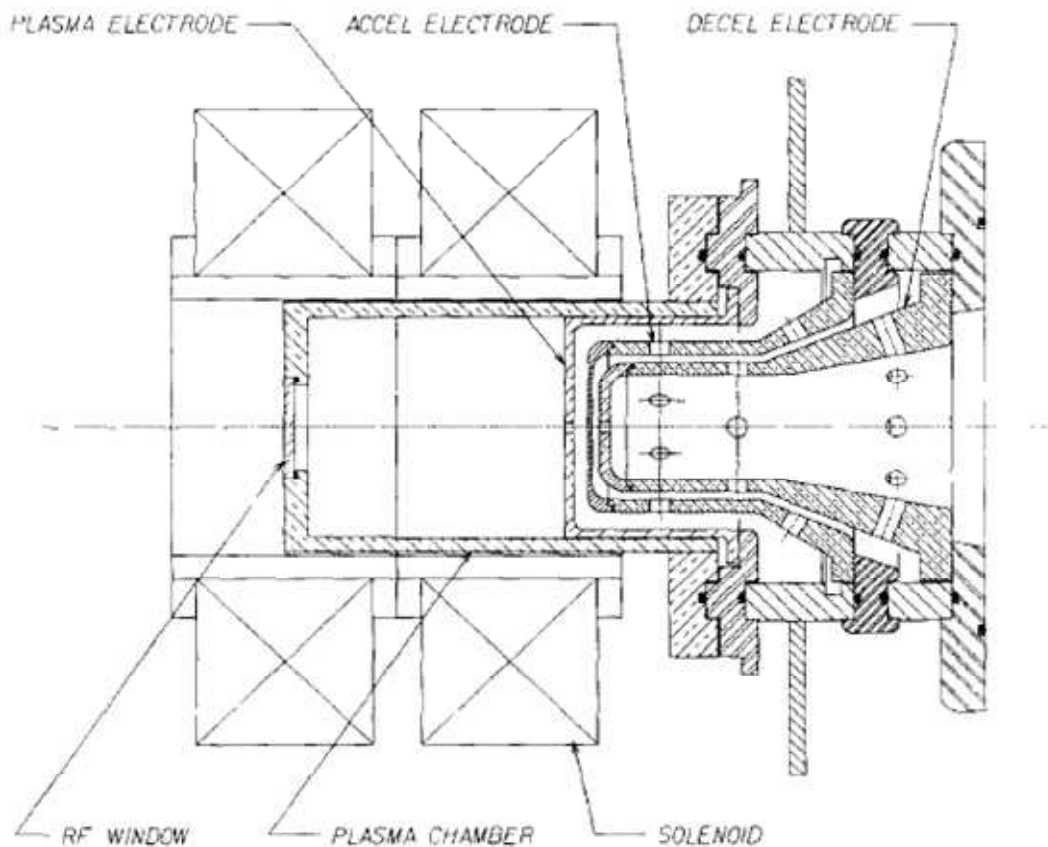


Figure 11: Schéma de la source de Taylor [44].

Le champ de cette source est généré par deux solénoïdes alimentés en série qui fabriquent un champ magnétique axial. Ces deux solénoïdes peuvent se déplacer le long de la chambre à plasma. Chaque solénoïde a un diamètre intérieur de 185 mm et un diamètre extérieur de 290 mm pour une longueur de 50 mm. Sur la Figure 12 est représenté un profil typique de champ axial de la source sur son axe de évolution, avec un maximum de champ à 93 mT [44]. On peut remarquer que le champ magnétique est pratiquement constant tout au long du plasma dans la cavité. Le champ magnétique assurant la condition de résonance RCE (87 mT pour $f=2,45$ GHz) est atteint aux extrémités de la cavité, soit très près du trou d'extraction du faisceau d'ions. Les ions et électrons créés dans la source suivent les lignes de champs magnétique et finissent leur course sur la paroi de la chambre à plasma. Les particules chargées ne sont pas confinées dans cette structure magnétique (voir II.2.4).

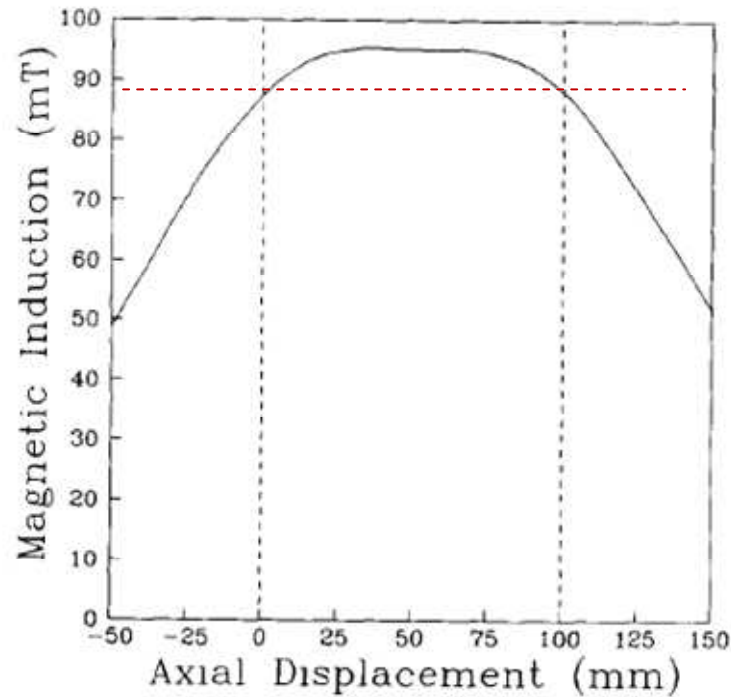


Figure 12: Profil de champ axial dans la source de Taylor. Les limites de la chambre à plasma sont représentées en pointillés. Le champ de résonance RCE est indiqué en pointillé rouge.

Cependant, en injectant de l'ordre de 1 kW de HF, les électrons sont suffisamment accélérés lors de leur unique passage à travers la zone RCE pour ioniser une fois un atome et fabriquer un ion et un nouvel électron qui sera à son tour accéléré lors de son passage dans la zone RCE. Les conditions d'entretien du plasma sont atteintes ici pour une pression sous vide élevée de $\sim 10^{-5}$ mbar.

II.2.4. Principe d'une source d'ions multichargés

➤ Le confinement magnétique

Le confinement magnétique d'une source d'ions multichargés est une partie essentielle à son bon fonctionnement. Le champ magnétique de confinement est constitué de la superposition d'un champ axial et d'un champ radial créant ainsi une structure dite à minimum B, comme on va le voir plus loin.

- **Champ axial**

Le champ axial d'une source d'ions multichargés est constitué de deux maxima et d'un minimum central (Figure 13). Ce champ est produit par au moins deux solénoïdes ou par des couronnes d'aimants permanents.

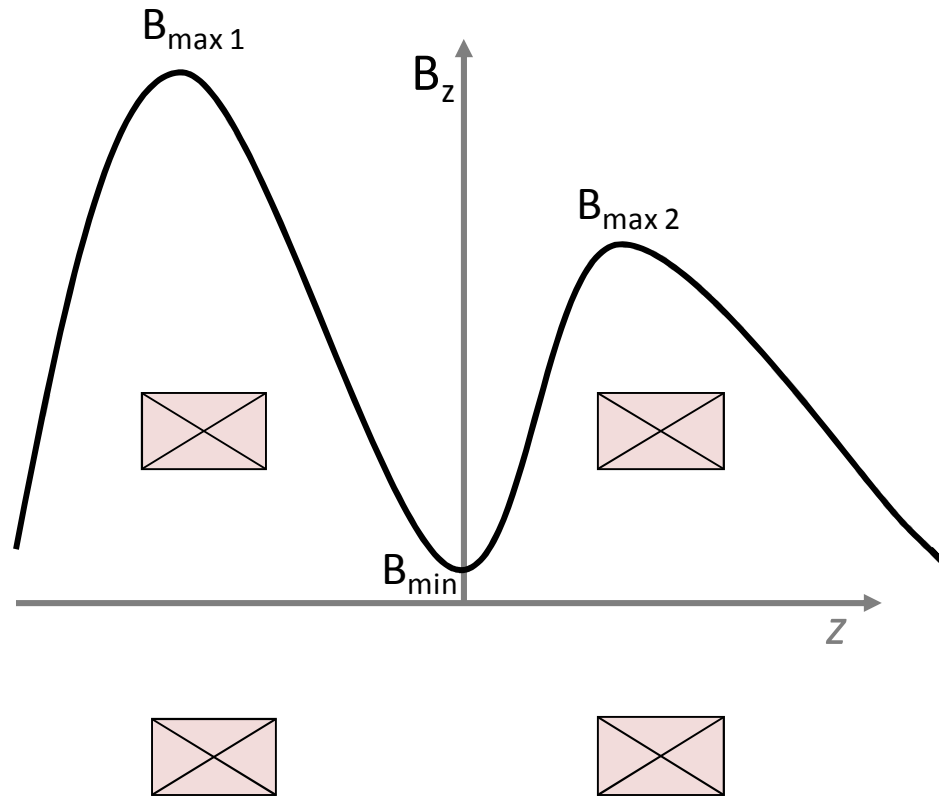


Figure 13: Champ magnétique axial d'une source ECR, produit par deux solénoïdes.

D'après le paragraphe (I.1.2.), on comprend que cette structure permet un confinement axial des particules. Elle consiste à faire en sorte qu'une particule chargée remontant le long d'une ligne de champ puisse être réfléchi entre deux miroirs magnétiques. Pour caractériser ce profil, on définit le rapport miroir $R = B_{max}/B_{min}$ (B_{max} correspondant à B_{max1} pour le rapport miroir injection et à B_{max2} pour le rapport miroir extraction) et qui vaut en général de 2 à 5 pour les sources RCE. Le plasma le plus dense se retrouvant confiné autour de la zone du minimum central de champ magnétique.

- **Champ radial**

La structure axiale seule n'est pas suffisante pour générer des plasmas d'ions multichargés stables, car les électrons diffusent aussi radialement et des instabilités plasma se développent rapidement. On rajoute donc un champ radial à la précédente structure pour parfaire le confinement et stabiliser le plasma. Ce champ est créé par un multipôle, le plus souvent un hexapôle composé d'aimants permanents (Samarium Cobalt ou Fer Néodyme Bore), comme le montre la Figure 14(a), ou des bobines supraconductrices traversés par une forte densité de courant électrique.

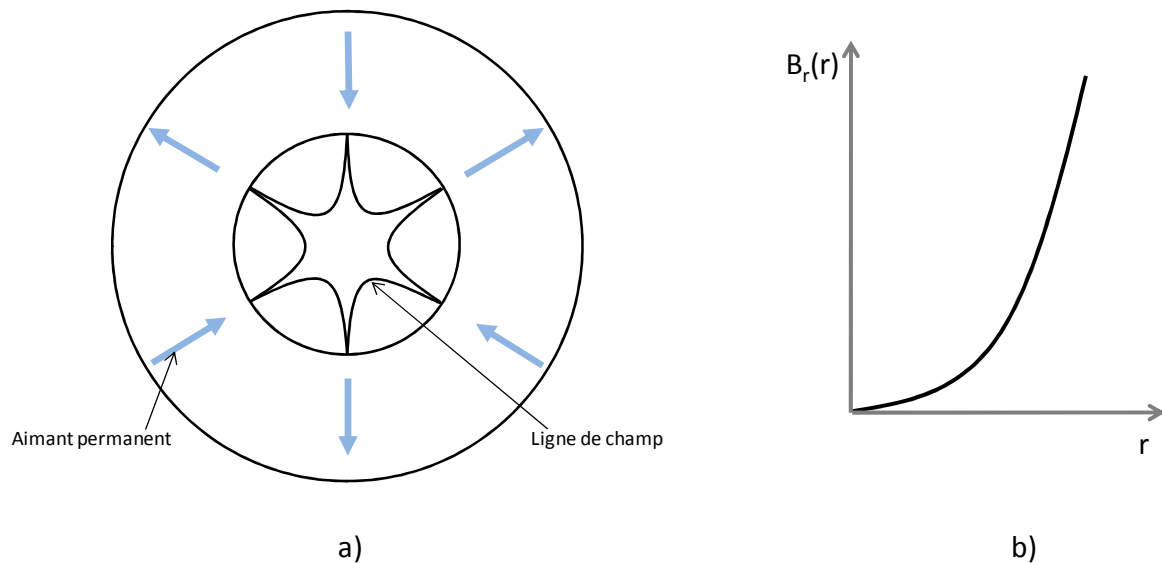


Figure 14: Champ radial créé par un hexapôle d'aimant permanent a) configuration de l'hexapôle avec des aimantations alternées b) intensité du champ radial en fonction du rayon.

Il faut noter que pour un hexapôle pur, l'intensité du champ radial B_r augmente en r^2 du centre de la source vers les parois de la chambre à plasma (Figure 14(b)). Les lignes d'iso-module de champ magnétique hexapolaire sont des cercles concentriques dans le plan transverse de la source d'ions. La Figure 14(a) montre les lignes de champs magnétiques créées par l'hexapôle.

➤ **Structure à minimum B**

La superposition des champs magnétiques axial et radial crée une succession de surfaces fermées de mêmes modules de champ magnétique (iso-B) dont l'intensité augmente dans toutes les directions à partir du centre de la structure. On parle aussi de bouteille magnétique (Figure 15). Le champ résultant de cette superposition n'est pas symétrique axialement. Dans

les conceptions de source d'ions multichargés, la résonance RCE est placée de manière à ne pas toucher les parois.

Figure 15

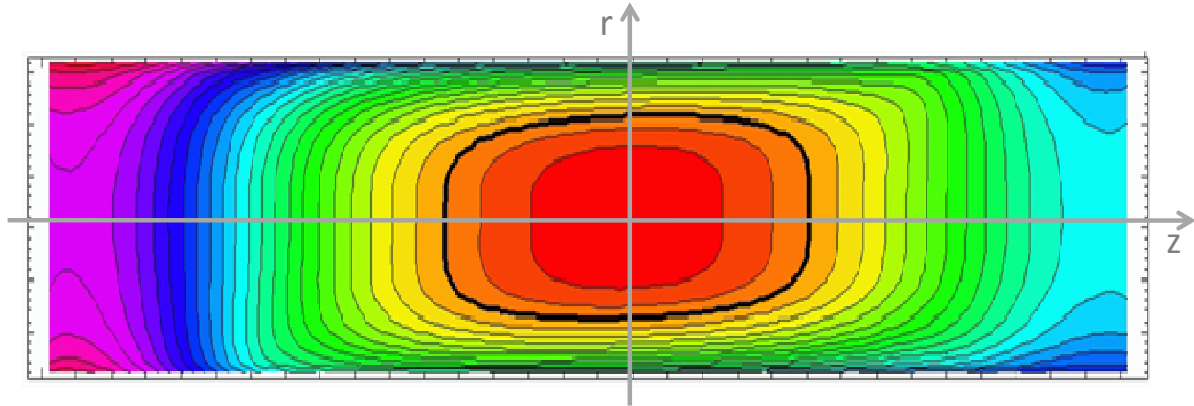


Figure 15: Les iso B de la source d'ions A-PHOENIX fonctionnant à 18-28 GHz [46]. La ligne en gras représente la zone de résonance.

➤ Temps de confinement des ions

Dans la structure magnétique à minimum B, chaque particule fait ainsi des milliers d'aller/retour dans la chambre à plasma avant de toucher les parois. Des expériences ont montré qu'un ion pouvait rester confiné dans la chambre à plasma plusieurs secondes avant de sortir [47]. Donc d'une part les électrons, passant des milliers de fois à travers la zone de résonance RCE, sont chauffés jusqu'au keV, et d'autre part, les ions confinés ont le temps d'être ionisés pas à pas par collisions successives avec les électrons chauds du plasma.

Le gain en énergie des électrons se fait dans le plan perpendiculaire au champ magnétique. Ainsi, en favorisant la vitesse perpendiculaire des électrons, le chauffage RCE favorise le piégeage des électrons dans la structure magnétique de la source.

Les électrons énergétiques du plasma qui sont confinés par le champ magnétique créent un puits de potentiel $\Delta V < 0$ (Figure 16). Les ions doivent franchir cette barrière de potentiel pour sortir du plasma. Plus la charge i de l'ion est élevée, plus son temps de confinement est long puisqu'il doit franchir un potentiel de $i\Delta V$.

Le temps de confinement peut être exprimé par [48]:

$$\tau_i = RL \sqrt{\frac{\pi m_i}{2kT_i}} \exp\left(\frac{i\Delta V}{kT_i}\right) \quad (\text{II. 34})$$

où m_i et T_i sont la masse et la température de l'ion, R est le rapport miroir de la source RCE et L la longueur du plasma.

Les hauts états de charge dans un plasma RCE sont atteints par ionisation pas à pas des ions pendant leur temps de confinement, la pression dans la source doit être très basse pour minimiser les processus d'échange de charge qui détruisent par recombinaison les ions hautement chargés. Par ailleurs, un moindre confinement du plasma favorise les fortes intensités des faisceaux extraits, puisque les pertes sont plus importantes.

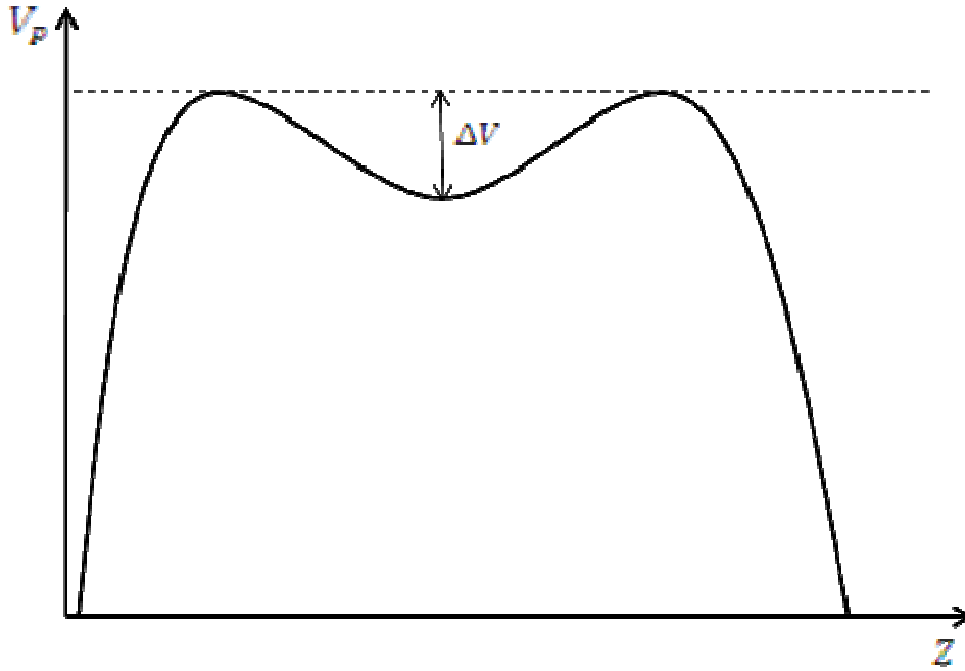


Figure 16 : Profil du potentiel plasma V_p et puit de potentiel ΔV créée par les électrons énergétiques dans une source d'ions multichargés selon l'axe z de symétrie de la source [47].

II.2.5. Extraction de faisceau

➤ Principe de l'extraction des faisceaux d'ions

La chambre à plasma cylindrique de la source d'ions est placée à une haute tension notée V_{HT} dans la suite. Le potentiel du plasma par rapport à la masse est donc $V = V_{HT} + V_p$. A une extrémité de la chambre à plasma est placé un disque métallique, appelé électrode plasma, fermant la cavité et muni d'un trou circulaire d'environ 10 mm de diamètre. En regard de cette électrode est placée une deuxième électrode métallique munie d'un trou circulaire fixée au potentiel de la masse. Ce système simple génère un champ électrique accélérateur grâce à la différence de potentiel des 2 électrodes, qui va permettre d'extraire les ions du plasma et de les accélérer pour fabriquer un faisceau d'ions (Figure 17).

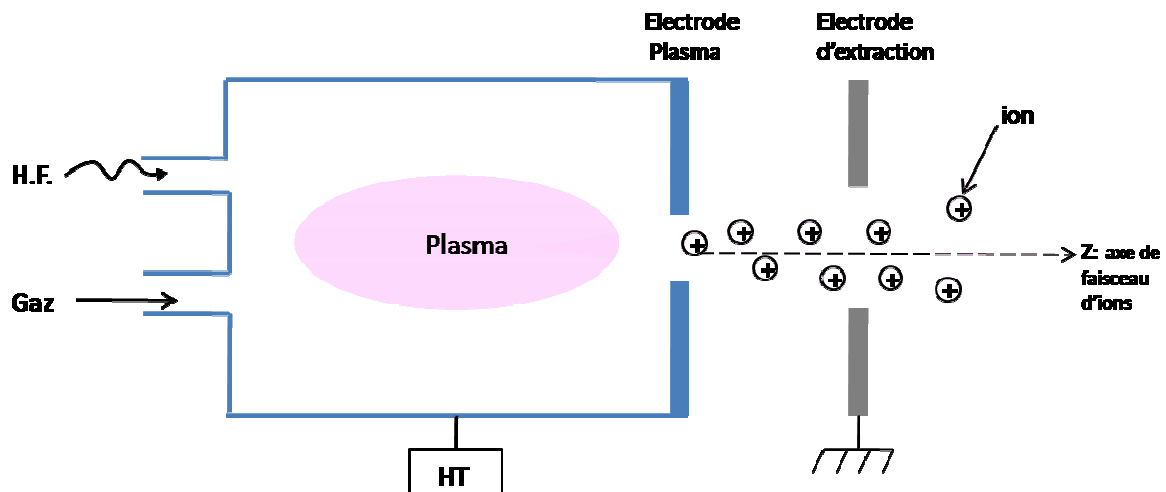


Figure 17: Schéma de principe d'un système d'extraction d'une source d'ions.

Il faut noter que les ions extraits sont ceux se trouvant directement au voisinage du trou d'extraction car le champ accélérateur est rapidement écranté par le plasma. L'extraction des ions du plasma est une étape cruciale pour la formation de la divergence du faisceau d'ions créée. Dans la gaine du plasma, voire au-delà dans le cas d'une source d'ions multichargés, les électrons chauffés du plasma peuvent remonter un peu le gradient de potentiel vers le gap accélérateur et contribuer à neutraliser transitoirement le faisceau d'ions positifs. Si l'énergie

des électrons est notée kT_e , la densité électronique n_e présente au potentiel local $V(z)$ (avec $V(0)=V_{HT}$) s'exprime avec la relation de Boltzmann :

$$n_e(z) = n_e \cdot e^{-\frac{e(V(z)+V_p)}{kT_e}} \quad (\text{II. 35})$$

où e est la charge de l'électron et V_p le potentiel plasma.

➤ La charge d'espace

Les particules d'un faisceau d'ions, qui ont toutes une charge positive, se repoussent mutuellement par répulsion coulombienne, ce qui a pour effet de d'augmenter sa section transverse. Ce grossissement du faisceau est associé à ce qu'on appelle le phénomène de charge d'espace. L'effet de charge d'espace devient un effet dominant lorsque le faisceau d'ions dépasse par exemple 1 mA à 15 kV. L'intensité de la charge d'espace étant proportionnelle à la densité d'ions, elle augmente avec le courant extrait. La charge d'espace peut être un facteur limitant entravant la bonne extraction des ions d'une source. Dans les lignes de transport de faisceau d'ions de haute intensité, on constate expérimentalement que la divergence du faisceau est plus faible que celle attendue en prenant en compte la charge d'espace. En effet, les atomes de gaz résiduel présents dans le tube de transport peuvent interagir avec le faisceau d'ions; l'impact libère un électron thermique qui se retrouve aspiré par le puits de potentiel positif de la charge d'espace du faisceau d'ions, diminuant d'autant l'intensité globale de la charge positive. A l'échelle macroscopique, le taux de neutralisation expérimental des faisceaux d'ions continus est compris dans la gamme 50-80%. Mais sa valeur est très difficile à mesurer et pratiquement impossible à prédire pour un accélérateur. En effet, celle-ci dépend, par exemple, de la valeur locale du vide résiduel, de la répartition et de l'intensité de faisceau interceptant l'enceinte de transport, du taux d'émission d'électrons secondaires des parois etc.

➤ Intensité de faisceau extrait et loi de Child Langmuir

Considérons un cas simple d'un système d'extraction composé de 2 électrodes plates séparées d'une distance D . La Haute Tension V est appliquée en $z=0$, tandis que l'électrode masse est située dans le plan $z=D$. Dans l'espace inter électrode, appelé usuellement « gap » accélérateur, se trouve une population d'ions en accélération dans le champ électrique que l'on notera $\vec{E}_0 = V/D\vec{z}$. Si la densité d'ions \vec{j} présente dans le gap devient importante (de

l'ordre du mA/cm²), un champ électrique de charge d'espace $\vec{E}_j(z)$ vient s'ajouter au champ de fond \vec{E}_0 , de sorte que le champ local, vu par les ions devient $\vec{E}(z) = \vec{E}_0 + \vec{E}_j(z)$. En se plaçant dans un cas simple à une dimension, et en supposant que \vec{j} est constant dans le gap, on peut résoudre l'équation de Poisson :

$$\Delta V = \frac{\rho(z)}{\epsilon_0} \quad (\text{II. 36})$$

à l'aide des relations suivantes :

$$\rho(z) = \frac{J}{v(z)} \quad (\text{II. 37})$$

$$\frac{1}{2}mv^2 = ZeV(z) \quad (\text{II. 38})$$

En substituant ρ par une fonction de $V(z)$, on obtient $V(z) = Cste.V^{-\frac{1}{2}}$.

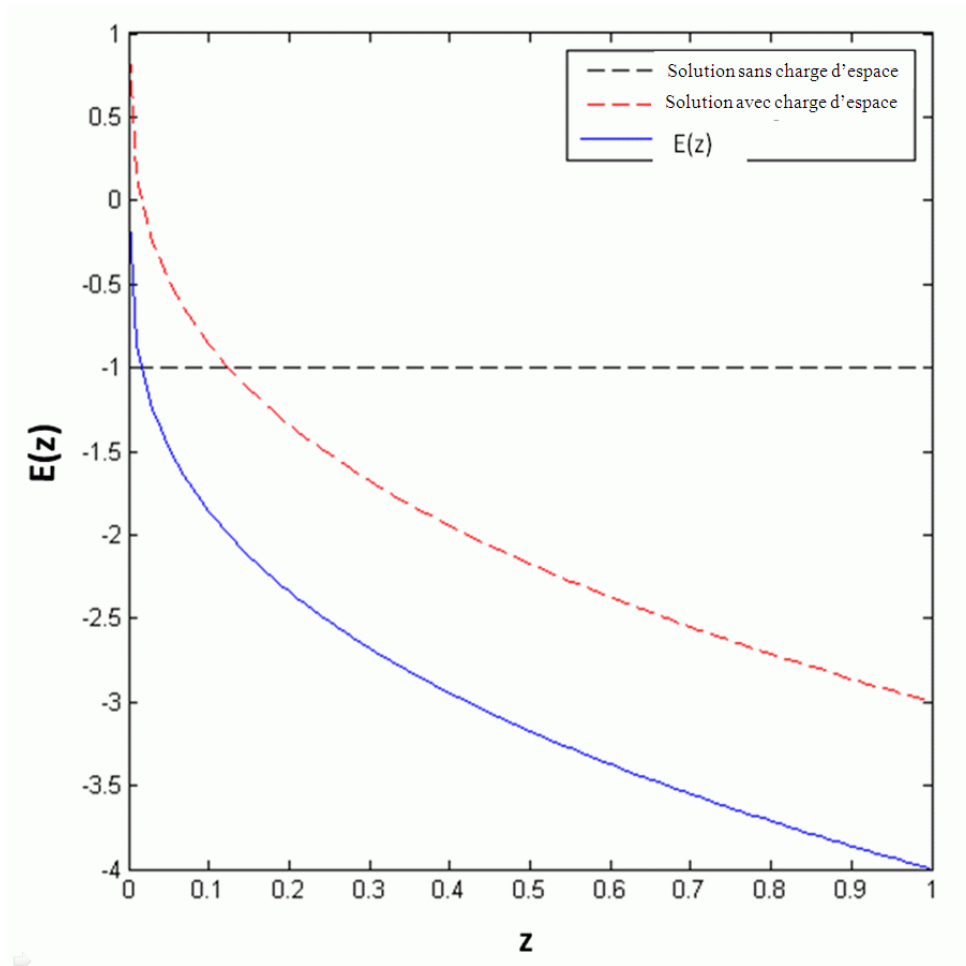


Figure 18: Illustration de la loi de Child Langmuir. Déformation du champ électrique dans le gap accélérateur en régime de charge d'espace [49].

Les champs électriques \vec{E}_0 , $\vec{E}_j(z)$ et \vec{E} sont respectivement tracés sur la Figure 18 avec les couleurs tirets-noir, tirets rouges et continu bleu dans le cas où $\frac{V}{D} = 1$ et $D = 1$. On voit que pour une certaine densité de courant \vec{J}_c critique, on arrive à $\vec{E}(0) = \vec{E}_0 - \vec{E}_0 = \vec{0}$: le champ électrique accélérateur est totalement écranté au bord du plasma (en $z=0$), si bien que l'extraction se bloque et le courant extrait ne peut plus augmenter. La densité critique de courant ionique, connue sous le nom de la loi de Child Langmuir s'écrit (dans le cas simple d'une géométrie planaire) alors :

$$J_c = \frac{4}{9} \sqrt{\frac{Ze}{M\epsilon_0}} \frac{V^{3/2}}{D^2} \quad (\text{II. 39})$$

On voit que les paramètres permettant de jouer sur la densité de courant sont la haute tension V et le gap accélérateur D .

➤ Extractions multi électrodes

- Système à 3 électrodes (Triode)

On a évoqué précédemment qu'un haut taux de neutralisation du faisceau permet de diminuer la divergence du faisceau d'ions lors de son transport dans un accélérateur. Une source d'ions munie d'un système d'extraction simple avec une électrode à la HT et une électrode à la masse va perturber l'équilibre du taux de neutralisation. En effet, les électrons thermiques piégés dans le faisceau d'ions de l'accélérateur peuvent migrer selon l'axe du faisceau jusqu'à la zone d'extraction de la source. Là, ils vont subir le champ électrique accélérateur des ions et vont être aspirés vers la source d'ions, réduisant du coup le taux de neutralisation global du faisceau et risquant de dégrader l'efficacité de transport. Afin de pallier ce problème, une troisième électrode de potentiel négatif est ajoutée entre l'électrode masse et l'électrode HT (Figure 19). Une barrière de potentiel d'environ -100 V sur l'axe suffit à arrêter les électrons thermiques [50]. Outre la légère augmentation de différence de potentiel permettant d'extraire un peu plus de densité de courant, la triode permet de s'assurer de condition d'extractions reproductibles et étudiables par simulation : l'accélération des ions dans le gap se fait sans aucune compensation de charge d'espace. Il faut cependant relativiser l'effet de la triode pour la production d'ions car l'accélération d'électrons vers la source fournit une population d'électrons au plasma qui augmentent sa densité et du coup

l'intensité d'ions extraits. Des mesures ont montré au LPSC un gain en courant d'ions de 10% avec une triode par rapport à une diode, pour une HT donnée.

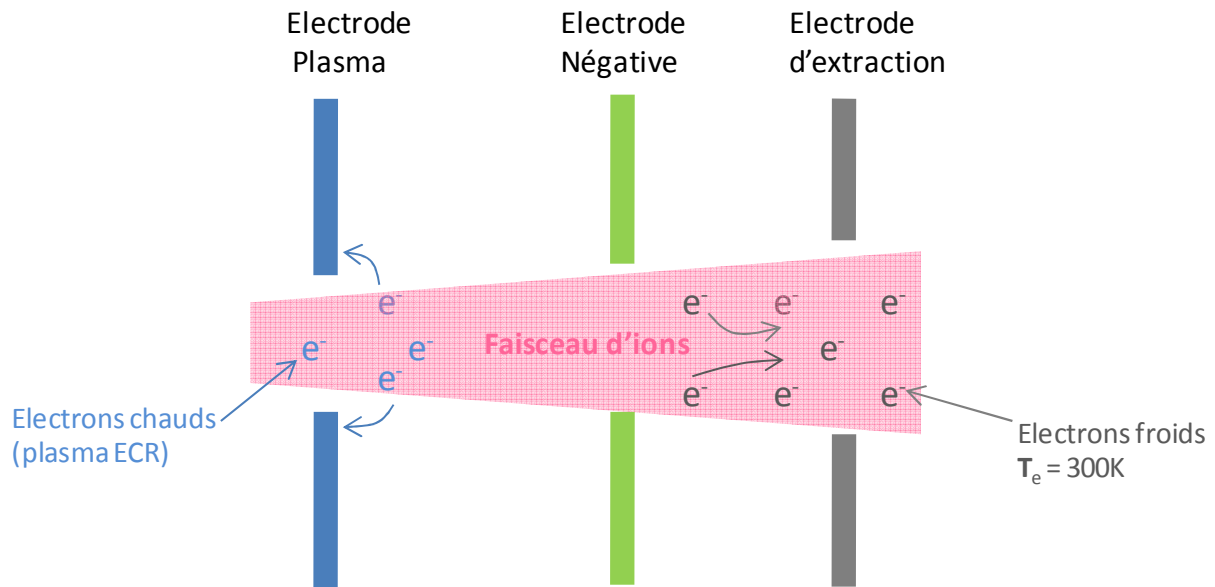


Figure 19 : Système d'extraction à trois électrodes.

- Système à 5 électrodes (Pentode)

Les systèmes d'extraction à 5 électrodes sont conçus pour gérer de très forts courants extraits à de très fortes tensions (typiquement 100 kV). Il s'agit d'un raffinement du système à 3 électrodes avec un blindage de l'électrode négative. Le système est schématiquement représenté sur la Figure 20. La triode présentée précédemment est constituée des électrodes 1, 4 et 5. Les nouvelles électrodes sont l'électrode 2 et 3. L'électrode 2, appelée « puller », est placée à une haute tension intermédiaire, elle est placée très près de l'électrode plasma [51]. Dans la pratique, un pont diviseur de résistance est placé entre les deux premières électrodes et la terre de manière à répartir proportionnellement la différence de potentiel entre ces électrodes et la masse. La géométrie des électrodes 1 et 2 est étudiée pour rendre maximum le champ électrique dans cette zone et minimiser la distance D inter-électrodes, de manière à augmenter la densité de courant \vec{J} que l'on peut extraire à partir de la loi de Child Langmuir

(rendre maximum le terme en $1/D^2$). L'électrode 3 est une électrode de blindage qui permet d'éviter les effets destructeurs de courts circuits entre l'alimentation HT positive et l'alimentation HT négative qui alimente l'électrode 4.

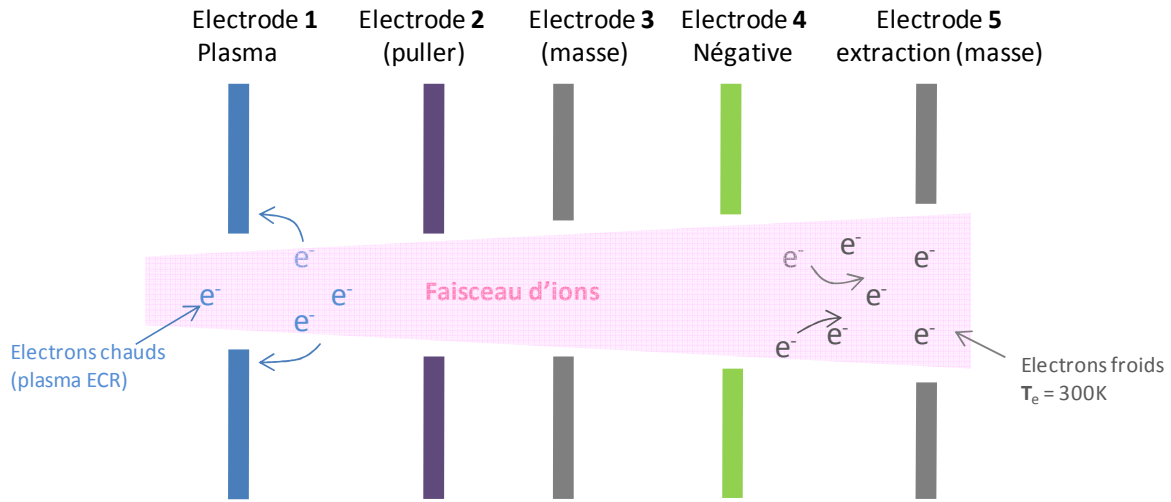


Figure 20: Système d'extraction à cinq électrodes.

➤ Émittance de faisceau

Les caractéristiques d'un faisceau se trouvent implicitement contenues dans son émittance et sa brillance. Ici on va s'intéresser plus particulièrement aux figures d'émittance ainsi qu'à leurs valeurs.

Plaçons-nous dans un référentiel ayant deux dimensions transverses rectilignes notées x et y et une dimension longitudinale curviligne notée z . Chaque particule d'un faisceau peut-être repérée par ses coordonnées x , y , et par l'inclinaison de leur trajectoire sur les axes x et y c'est-à-dire par les quantités dx/dz et dy/dz notées respectivement x' et y' . De plus, on attribue à chaque particule sa position longitudinale relative Δl ainsi que sa quantité de mouvement relative $\Delta p/p$ par rapport à une particule de référence. Une particule est donc complètement déterminée dans un espace des phases à 6 dimensions: $(x, x', y, y', \Delta l, \Delta p/p)$.

L'émittance est alors le volume de l'espace des phases qui contient l'ensemble des coordonnées des particules constituant le faisceau. Dans la pratique, on travaille par projection dans l'espace longitudinal $(\Delta l, \Delta p/p)$, l'espace transverse horizontal (x, x') et l'espace transverse vertical (y, y') .

L'espace longitudinal permet de décrire la position au cours du temps des particules. Cette émittance est utilisée dans le cas de transport de faisceaux pulsés.

Dans le cas de faisceau d'ions continus, on se limite à étudier les émittances dans le plan transverse du faisceau, à savoir dans les plans (x, x') et (y, y') .

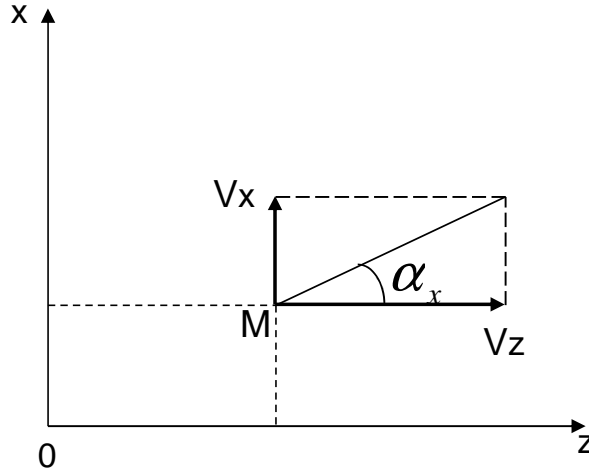


Figure 21: Projection d'une particule dans le plan (zOx) .

Considérons un faisceau se propageant suivant (Oz) . On projette la trajectoire d'une particule de ce faisceau dans le plan (zOx) (Figure 21). On peut alors exprimer la grandeur x' par la relation :

$$x' = \frac{dx}{dz} = \frac{dx}{dt} \times \frac{dt}{dz} = \frac{V_x}{V_z} = \tan(\alpha_x) \quad (\text{II. 40})$$

où V_z et V_x sont respectivement les modules des composantes en z et x du vecteur vitesse de la particule. En optique ionique, les angles sont petits, de l'ordre du milliradian ($mrad$), il est alors possible de se placer dans les conditions de Gauss, d'où : $x' = \tan(\alpha_x) \approx \alpha_x$

La grandeur x' représente la divergence angulaire de la particule dans le plan transverse horizontal. Pour un z donné, chaque particule peut donc être représentée dans un plan de phase (x, x') . Dans le cas du plan de phase (x, x') , on parle d'émittance transverse horizontale. De la même manière, l'émittance transverse verticale est obtenue dans le plan (y, y') .

En général, les particules se répartissent dans l'espace des phases transverse dans la surface d'une ellipse. L'équation de cette ellipse, en admettant qu'elle soit centrée sur l'origine, s'écrit usuellement en fonction des paramètres de Twiss [42] α, β, γ :

$$\beta x'^2 + 2\alpha x x' + \gamma x^2 = \varepsilon \quad (\text{II. 41})$$

Avec pour normalisation :

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1 \quad (\text{II. 42})$$

La surface de l'ellipse est égale à $\pi\varepsilon$.

Les figures d'émittance permettent de savoir si le faisceau est convergent, divergeant ou parallèle (« waist ») (Figure 22) en fonction du signe de α .

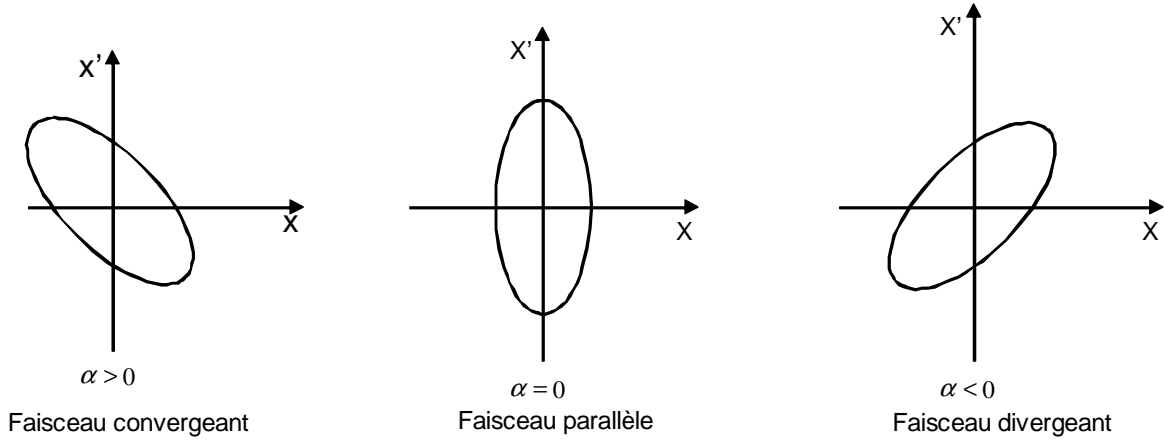


Figure 22: Evolution du faisceau en fonction de la figure d'émittance.

On donnera ici trois manières d'exprimer l'émittance : l'émittance géométrique, l'émittance RMS et l'émittance normalisée.

Le premier qui est l'émittance géométrique (notée ε_{geo}) est donné par la surface de la figure que forment les particules dans l'espace des phases. Il est pratique de diviser par π cette surface, la valeur de l'émittance s'exprime alors en $\pi.mm.mrad$. Ainsi, l'émittance géométrique vaut ε .

Le second correspond au calcul de l'émittance efficace ou émittance RMS (root mean square en anglais). Il s'agit d'une émittance statistique permettant de rendre compte d'une répartition de densité de particule non uniforme au sein de l'émittance. Elle est calculée par la relation suivante :

$$\varepsilon_{rms} = 4. \left(\overline{x^2 x'^2} - (\overline{xx'})^2 \right)^{1/2} \quad (\text{II. 43})$$

exprimée aussi en $\pi.mm.mrad$. Le facteur quatre s'explique par le fait que cette formule appliquée au cas d'une ellipse uniformément remplie donne la même valeur que l'émittance géométrique.

Enfin la dernière émittance permet la comparaison entre des faisceaux ayant des quantités de mouvement différentes (i.e. pour différentes valeurs de la tension du système d'extraction).

En effet si le faisceau est accéléré, son émittance se « rétrécit », car la vitesse longitudinale augmente alors que les vitesses transverses restent constantes [52]. On définit alors l'émittance normalisée par la relation suivante à l'aide cette fois des facteurs relativistes de Lorentz:

$$\varepsilon_{norm}^* = \beta\gamma\varepsilon \quad (\text{II. 44})$$

ε emittance géométrique (ou rms)

$$\beta = \frac{v_z}{c} \text{ et } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (\text{II. 45})$$

V_z , vitesse axiale des particules,

c , célérité de la lumière.

Dans le cas d'un faisceau d'ions non relativiste cette expression se réduit à :

$$\varepsilon_{norm} = 4.61 \times 10^{-5} \sqrt{\frac{QU}{M}} \varepsilon \quad (\text{II. 46})$$

Q et M sont l'état de charge et la masse atomique des particules, U la tension d'extraction en Volts.

II.3. Avantages et inconvénients des sources RCE appliquées aux implanteurs

Ce sont en général des sources à filaments qui sont utilisées dans les implanteurs ioniques. Le grand défaut que l'on peut leur attribuer est leur durée de vie limitée. A l'heure actuelle les seules sources pouvant remplir le rôle de source à durée de vie illimitée sont les sources de type RCE, car les sources RCE ne présentent pas d'éléments d'usures. Ces sources peuvent produire de très forts courants avec une émittance compatible avec l'acceptance d'un implanteur. De plus les sources RCE sont capables de produire des courants importants d'ions multichargés, ce qui permettrait dans l'implantation ionique de réduire la durée des traitements à haute énergie. Enfin la technologie des sources à 2,45 GHz est peu chère.

L'application des sources RCE dans les implanteurs présentent aussi certains inconvénients : d'abord leur taille. Les sources 2,45 GHz existantes (à l'exception de la source compacte PMECRIS [53,54], non présentée dans ce document) ont toutes des tailles qui ne rentrent pas dans le volume de la « chaussette » d'une source à filament utilisée actuellement dans les implanteurs. L'autre inconvénient est le fait qu'elles produisent un champ magnétique à symétrie de révolution dans la zone d'extraction favorisant l'apparition de décharges de Penning [55], ce qui limite leur tenue en tension et peut perturber de manière rédhibitoire un traitement d'implantation. On rappelle en effet que dans les implanteurs ioniques les tensions d'extraction peuvent atteindre 70 kV.

Intéressée par la problématique des sources d'ions appliquées aux implanteurs et accélérateurs industriels, la société Pantechnik, souhaite continuer une R&D à 2,45 GHz initiée avec le prototype PK245 (présenté au chapitre III). Il a donc été convenu de concevoir et réaliser un banc de test dédié à l'étude des sources à 2,45 GHz au LPSC dans le cadre de cette thèse. Plusieurs sources d'ions 2,45 GHz seront testées sur le banc. D'abord, la source d'ions PK245 pour valider le fonctionnement de la nouvelle ligne. Ensuite, une nouvelle source d'ions RCE, nommée SPEED, conçue et développée au LPSC, basée sur un concept de confinement original pour étudier la possibilité d'extraction d'un faisceau d'ions dans un champ magnétique transverse afin de supprimer les risques de décharge de Penning. Enfin la source d'ions MONO1000 du GANIL, modifiée pour l'occasion, sous licence d'exploitation chez Pantechnik.

Chapitre III: Dispositif expérimental

III.1. Réalisation de la ligne de test 2,45 GHz

III.1.1. Présentation générale du banc de test

Le banc de test a été conçu et réalisé dans le cadre de la thèse en collaboration avec la société Pantechnik, en vue de tester différentes sources d'ions RCE à 2,45 GHz. Il est installé dans le Hall expérimental du Service des Sources d'Ions (SSI) du LPSC, dans une alvéole de $3 \times 3 \text{ m}^2$ de surface libre au sol aménagée spécialement, entourée de blocs de béton barytés stoppant les rayonnements de basse énergie. Une photo de la ligne de test est proposée sur la Figure 23 haut, avec son schéma de principe correspondant sur la Figure 23 bas.

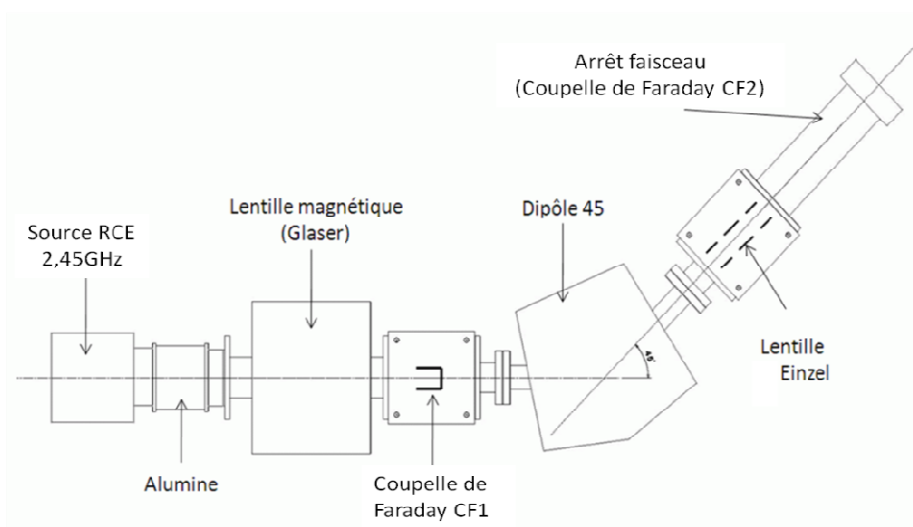
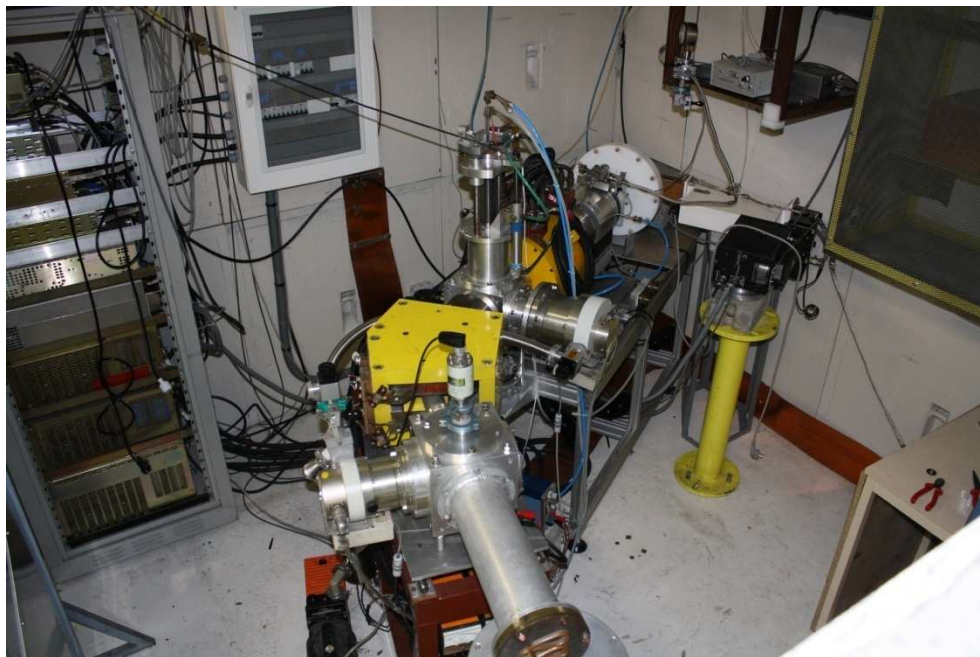


Figure 23: Haut : photo de la ligne de test construite pendant la thèse. Bas : schéma de principe de la ligne d'analyse de la source d'ions.

La ligne de test est composée d'une ligne d'injection HF à 2,45 GHz, présentée en détail plus loin, de la source d'ion à tester placée à la haute tension HT, d'un système d'extraction des ions, puis de la ligne d'analyse de faisceaux. Une étude sommaire du transport des ions dans la ligne a été faite pour fixer les distances entre les éléments d'optique faisceau. Juste après l'extraction de la source, le faisceau est focalisé par une lentille Glaser magnétique (solénoïde). Une première coupelle de Faraday (CF_1) placée juste après le solénoïde permet de mesurer le courant total extrait de la source d'ions. A la sortie de la lentille, le faisceau est large et pratiquement parallèle. Entre ce solénoïde et le dipôle se trouve un caisson équipé d'une pompe turbomoléculaire (débit 500 l/s). D'un point de vue transport de faisceau, il s'agit là d'un espace de glissement d'environ 450 mm. Le faisceau rentre ensuite dans le dipôle 45° dont la distance focale dans les plans X et Y vaut ~ 750 mm. Ce dipôle sépare les trajectoires des ions en fonction de leur rapport q/m (q charge, m masse de l'ion) comme présenté dans le chapitre 2. En sortie de dipôle se trouve un nouveau caisson équipé d'une pompe turbomoléculaire et d'une lentille Einzel qui permet d'améliorer, si nécessaire, la focalisation du faisceau vers l'arrêt faisceau qui fait office de coupelle de Faraday d'analyse (CF_2). La distance sortie dipôle/fond de coupelle de Faraday est de 700 mm. L'ensemble de la ligne est maintenu sous vide (environ 10^{-7} mbar) à l'aide de deux pompes turbomoléculaires (une de 500 l/s et une de 200 l/s) et d'une pompe primaire. Le niveau de vide est mesuré par deux jauges secondaires placées respectivement sur les caissons de pompage en amont et aval du dipôle.

III.1.2. La ligne d'injection HF 2,45 GHz

Le schéma de principe de la ligne d'injection HF est représenté sur la Figure 24. La production de la puissance HF est assurée par un générateur micro-onde 2,45 GHz de la société Sairem (modèle GMP12KE/D) qui peut délivrer une puissance variable de 0 à 1200 W en continu. L'onde est acheminée jusqu'à la source d'ions par un guide d'onde métallique de type WR340. Si la puissance HF n'est pas bien accordée à la cavité de la source, toute ou partie de la puissance HF peut être réfléchiée dans le guide d'onde pour revenir vers l'émetteur, risquant de l'endommager. Un circulateur refroidi à l'eau est donc installé à la sortie du magnétron qui dévie et absorbe la puissance réfléchiée. Un adaptateur d'impédance permet de minimiser la puissance réfléchiée par la source d'ions et donc d'optimiser le couplage HF vers la cavité sous vide. Il faut noter que dans un premier temps ce système d'accord était manuel, composé de 3

pistons d'accord 10 tours et que le réglage en ligne était fastidieux et très sensible. Dans un deuxième temps, le système d'adaptation manuel a été remplacé par un système automatique qui a grandement simplifié le fonctionnement de l'ensemble. L'accordeur automatique est composé de 4 pistons d'accord translatés par des moteurs. Il contient une mesure de puissance incidente et une mesure de puissance réfléchi, ainsi qu'une électronique embarquée permettant de rechercher automatiquement le minimum de puissance réfléchi. La ligne HF se poursuit par un coude à 90°, puis un isolateur HT de guide d'onde (DC breaker) permettant de monter le potentiel du guide d'onde de 0 V à celui de la HT de la source. Le dernier isolateur HT utilisé, de grand diamètre extérieur, tient une tension de 60 kV. L'injection de HF vers la source comprend ensuite une transition WR340/WR284, puis un transformateur binomial au bout duquel est enfin placée la fenêtre de pressurisation (quartz) contre la cavité sous vide. La protection de la fenêtre de pressurisation contre un bombardement du plasma est réalisée par une plaque en Nitrure de Bore.

Le générateur HF affiche directement les mesures des puissances incidente et réfléchie. La valeur de la puissance réfléchie a été étalonnée spécialement car il s'agit d'une grandeur importante pour les tests. Le générateur fournit en sortie 2 signaux 0-10 V correspondants à la puissance incidente et la puissance réfléchie. Ces signaux, mesurés sur le PC d'acquisition ont été étalonnés à partir des valeurs directement lues sur le générateur. Il faut noter qu'en dessous de 200 W, la mesure du générateur pour le modèle utilisé n'est pas précise (information donnée par le fabricant).

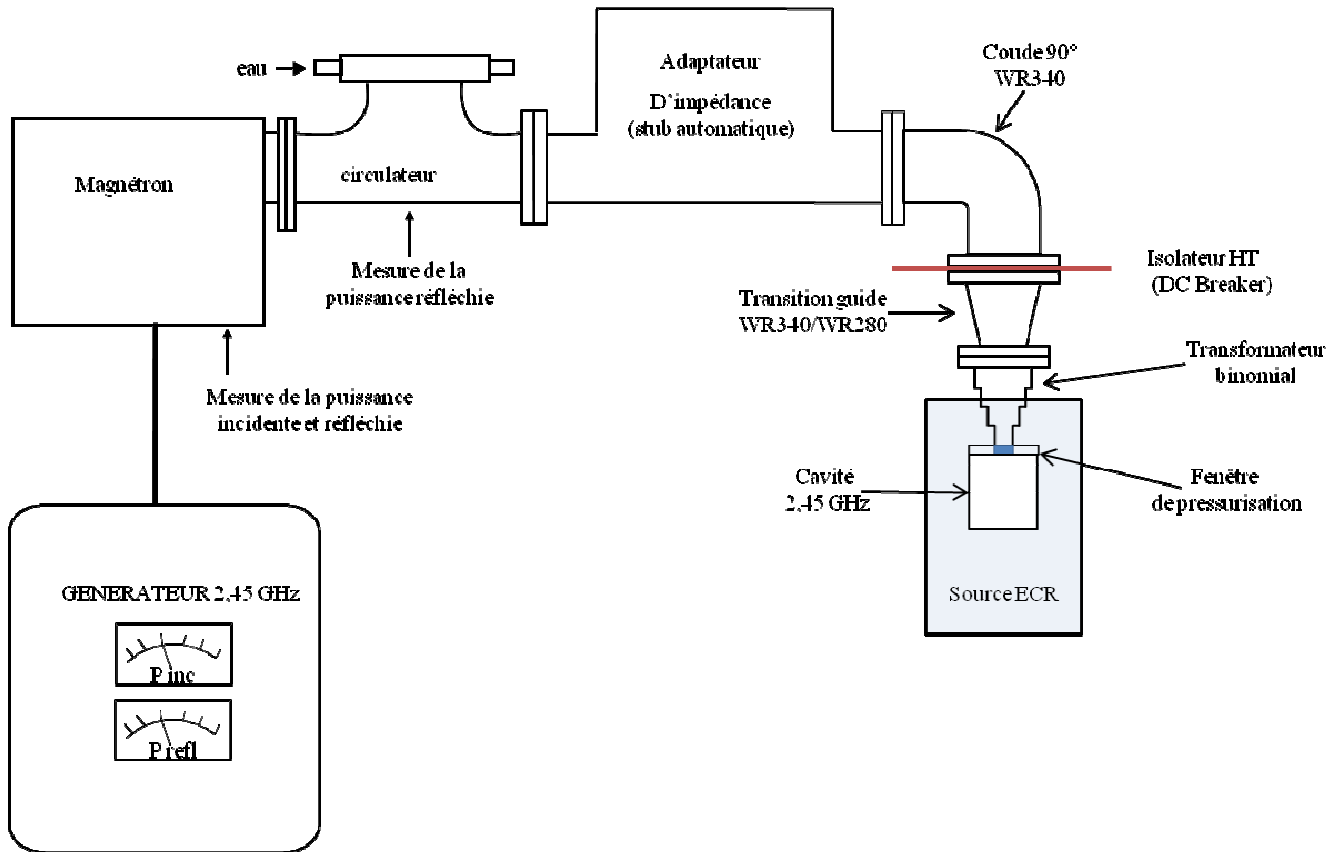


Figure 24 : Schéma du système d'injection HF du banc de test.

III.1.3. La mini plate-forme Haute Tension

La source RCE de la ligne est à la haute tension et posée sur un bloc isolant, lui même posé sur un châssis roulant. La vanne d'injection de gaz, de type UDV 040 (vanne piézoélectrique de Pfeiffer Vacuum), est directement vissée sur la source. Son électronique de commande et la bouteille de gaz sont placés toutes deux sur une mini plate-forme HT. Un transformateur d'isolement avec une puissance de 300 VA permet d'amener le 220 V sur la plate-forme HT. Le banc est équipé d'un système de remise à la terre automatique qui se déclenche quand la porte d'accès au banc est ouverte. Une perche haute-tension manuelle doit aussi être posée sur la source d'ions en cas d'entrée dans la casemate. Le pilotage de la vanne de gaz est réalisé depuis le PC de commande. L'amenée de la commande 0-10 V sur la vanne à la HT est réalisée par l'intermédiaire de coffrets opto-électroniques. Dans un premier coffret relié au potentiel de la masse, le signal 0-10 V est converti en signal lumineux dont l'intensité est proportionnelle à la tension. Le signal lumineux est transporté dans une fibre optique isolante jusqu'à un récepteur qui convertit le signal lumineux en tension 0-10 V.

III.1.4. La source d'ions à 2,45 GHz

Comme cela a déjà été évoqué, l'objectif du banc est de tester différentes sources d'ions chauffées à 2,45 GHz. La première source d'ions testée qui a permis de valider le banc de test est le prototype PK245 développé par Pantechnik dont la vue en coupe est représentée sur la Figure 25.

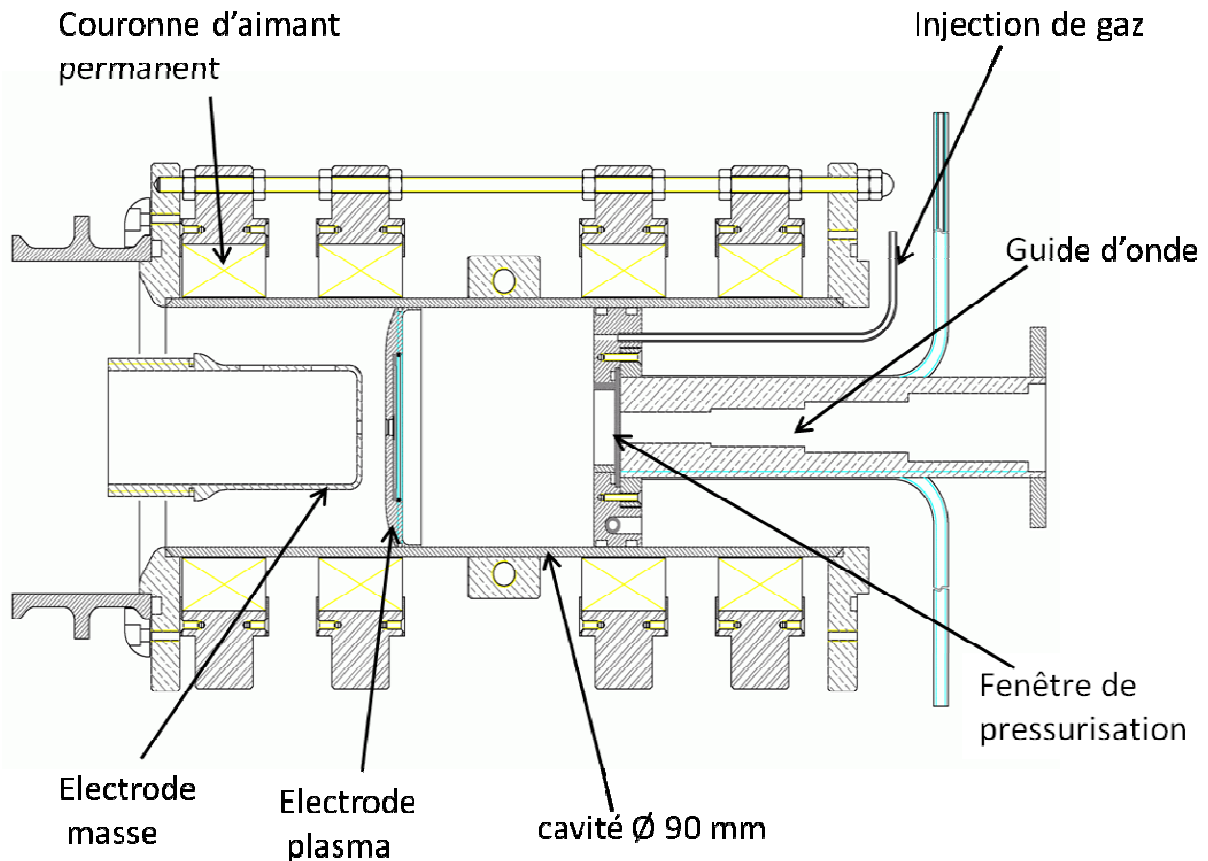


Figure 25: Vue en coupe de la source d'ions PK245 disponible pour valider le fonctionnement du banc de test.

Cette source d'ions, très rustique est composée d'une chambre à plasma massive en acier inoxydable. Le champ magnétique est généré par 4 couronnes d'aimants permanents qui permettent de fabriquer un profil de champ assez similaire à la source de Taylor (voir II.2.3). Le refroidissement de la chambre est assuré par un anneau échangeur brasé au centre dans lequel une boucle d'eau dé-ionisé circule. Le système d'injection HF est visible sur la droite de la Figure 25. On voit que ce guide d'onde est un transformateur binomial d'ordre 4 [56]. Cette transition HF, utilisé sur la source de Taylor [45] permet de concentrer la puissance HF à l'entrée de la cavité. L'étanchéité au vide est assurée par une fenêtre de pressurisation en quartz comprimée contre 2 joints toriques polymères. La bride d'injection en cuivre est

refroidie à l'eau. Un disque en nitrure de bore est placé devant la fenêtre afin de la protéger du bombardement direct du plasma. Le système d'extraction de la source d'ions est une diode simple, composé de l'électrode plasma muni d'un trou circulaire de Ø5 mm à la HT et d'une électrode à la masse refroidie à l'eau munie d'un trou circulaire de Ø8 mm. Tous les tests de source d'ions réalisés sur le banc de test présentés dans les chapitres suivants ont été réalisés avec le système d'injection HF de PK245 et une chambre à plasma de géométrie similaire à celle de PK245.

III.1.5. Optiques du faisceau

➤ La lentille magnétique

Après son extraction, le faisceau d'ions, naturellement divergeant, est transporté dans un tube de diamètre 80 mm. Il traverse d'abord une lentille magnétique (solénoïde) qui permet soit de focaliser le faisceau vers la CF₁, soit d'adapter son transport vers le dipôle en aval. Dans la pratique, la lentille est placée à la distance focale du point d'extraction du faisceau de la source. La formule utilisée en optique corpusculaire [57] pour calculer la distance focale d'une lentille magnétique (lentille Glaser dans notre cas) est la suivante :

$$\frac{1}{f} = \frac{\pi a B_0^2}{8(B\rho)^2} \text{ [m}^{-1}\text{]} \quad (\text{III. 1})$$

Avec f la distance focale, $B\rho$ la rigidité magnétique de la particule (en T.m), B_0 (en Tesla) l'intensité maximum du champ magnétique et a la demi-largeur à mi hauteur de la courbe de profil de champ magnétique dans la lentille Glaser.

La distance entre l'électrode plasma et le plan médian de la lentille magnétique est fixée à 385 mm. Cela permet de focaliser les faisceaux jusqu'à une rigidité magnétique $B\rho \sim 0.1$ T.m. Le courant maximum injectable dans le solénoïde est de 350 A, ce qui correspond à une densité de courant de 10 A/mm². Cette limite est fixée par les capacités des deux alimentations disponibles (250 A + 150 A) montées en parallèle et alimentant la lentille. Il faut noter que ce solénoïde est refroidi car la puissance à dissiper par effet Joule atteint ~10 kW. Sur la Figure 26 sont représentées les distances focales admissibles générés par la lentille en fonction de la densité de courant traversant le solénoïde pour les faisceaux de particules H⁺, H₂⁺, H₃⁺ et He⁺ avec une tension accélératrice de 40 kV. La droite horizontale à

385 mm correspond à la distance réelle séparant l'extraction du plan médian de la lentille. Pour former un faisceau parallèle en sortie de la lentille, il faut que la densité de courant correspondant à $y=385$ mm sur chaque courbe soit telle que $J < 10 \text{ A/mm}^2$. On voit que les particules H^+ , H_2^+ , H_3^+ et He^+ sont bien focalisées par le solénoïde.

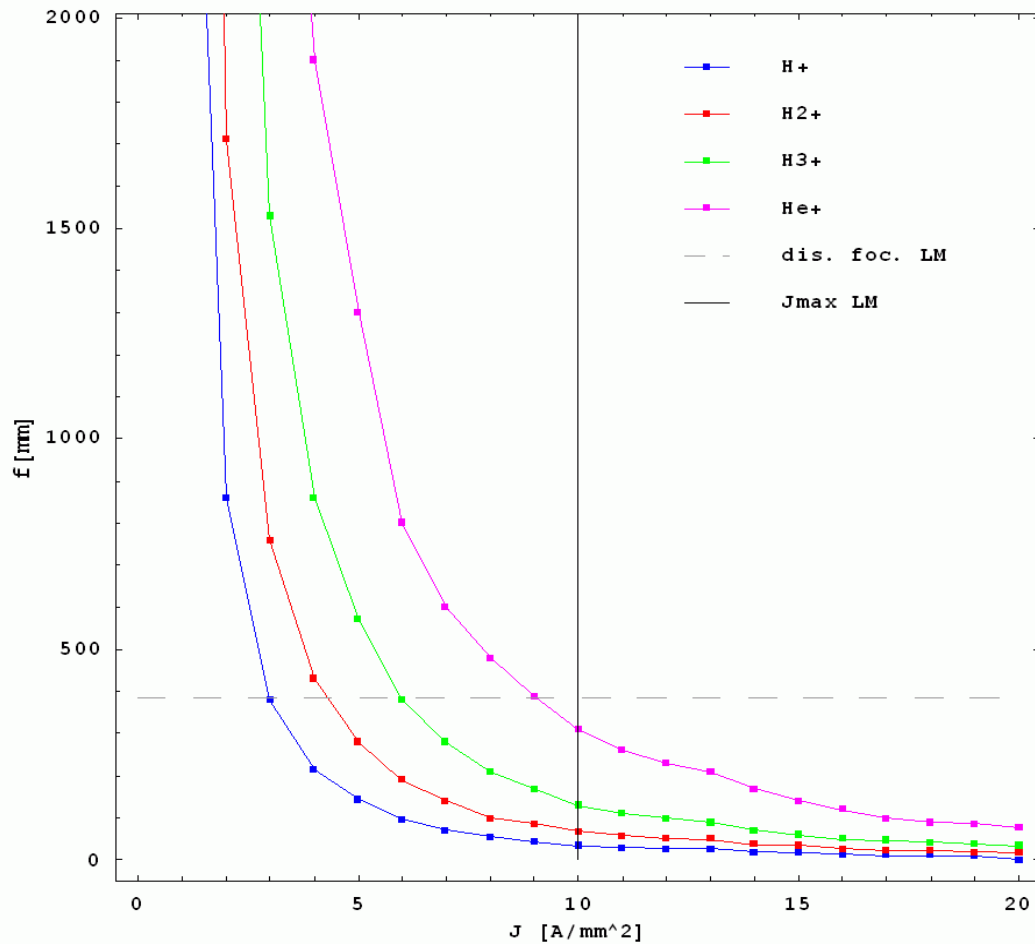


Figure 26: Distance focale du solénoïde en fonction de la densité de courant dans la lentille magnétique pour différentes espèces ioniques. Les limites physiques imposées par la géométrie ($f=385$ mm) et l'alimentation de courant disponible ($J=10 \text{ A/mm}^2$) sont indiquées par des droites.

➤ Le dipôle 45°

Le dipôle disponible provient de l'ancienne ligne d'injection de la source d'ions de l'accélérateur SARA arrêté depuis 1998. Ce dipôle de 45° a un rayon de courbure de 400 mm et entrefer de 40 mm, ce qui est insuffisant pour offrir une transmission de faisceau optimale, mais c'était le seul disponible à l'époque. Ce dipôle a une résolution faible ($M/dM=20$). Il permet cependant de réaliser et d'exploiter des spectres d'ions légers (exemple : espèces ioniques de l'hydrogène) et d'estimer ainsi le contenu du plasma RCE en termes d'espèces

ioniques et d'états de charge. Un dipôle magnétique permet en effet de trier les ions selon la relation suivante :

$$B = \frac{\sqrt{2}}{\rho} \times \sqrt{\frac{mV}{q}} \text{ [T]} \quad (\text{III. 2})$$

ρ est le rayon de courbure de l'aimant (constant) ; V est la haute tension d'extraction, m la masse et q la charge électrique de l'ion considéré.

Le courant maximal pouvant circuler dans les bobines est de 250 A (limite de l'alimentation de puissance disponible), ce qui permet d'obtenir au mieux un champ magnétique dipolaire de 0,16 T, correspondant à une rigidité magnétique $B\rho_{\text{max}} \sim 0,064 \text{ T.m}$. A titre d'exemple, la rigidité magnétique d'un faisceau de proton accéléré à une tension de 40 kV est de 0,028 T.m. Le dipôle, comme le solénoïde, est refroidi à l'eau car la puissance à dissiper dans les conducteurs atteint 5 kW. La distance focale dans les plans horizontaux et verticaux est de $\sim 750 \text{ mm}$. Le faisceau d'ion rentrant pratiquement parallèle dans le dipôle, le fond de la coupelle de Faraday d'analyse est placé à la distance focale image, soit 70 cm après le dipôle.

➤ La lentille Einzel

Une lentille électrostatique Einzel [57] est placée dans le caisson entre le dipôle et la CF_2 . La lentille Einzel est composée de trois cylindres : un cylindre intermédiaire de diamètre 70 mm et de longueur 68 mm, porté à la haute tension, deux cylindres de diamètre 70 mm et de longueur 45 mm encadrant le cylindre intermédiaire et portés au potentiel de la masse. Cette géométrie permet d'appliquer un champ électrique à symétrie de révolution qui a un effet focalisant sur un faisceau de particules chargées. La lentille Einzel permet de focaliser le faisceau vers la CF_2 dans le cas où le faisceau est mal adapté en sortie dipôle.

III.1.6. Diagnostics faisceau

Une coupelle de Faraday permet de mesurer l'intensité d'un faisceau d'ions. Le principe de mesure est présenté sur la Figure 27. La mesure est dite interceptive car le faisceau d'ions est arrêté dans le détecteur. Le principe d'une coupelle de Faraday est très simple : le faisceau d'ions de basse énergie rentre dans un cylindre métallique bouché à son extrémité (d'où le nom de coupelle) et le faisceau est stoppé au fond autour du μm de matière. Une coupelle de Faraday se comporte comme un générateur de courant. La mesure de courant

I la plus simple se fait en plaçant une résistance R en parallèle entre la coupelle (isolée électriquement) et la masse et en mesurant la tension $V=RI$. La tension est ensuite lue par une carte d'acquisition déportée. La valeur de la résistance est adaptée en fonction de l'intensité du courant d'ions à mesurer. Ainsi, un ensemble de boîtiers blindés a été construit équipé de résistances couvrant la gamme $100\ \Omega$ (fort courant jusqu'à $100\ \text{mA}$) à $100\ \text{k}\ \Omega$ (faible courant de $100\ \mu\text{A}$).

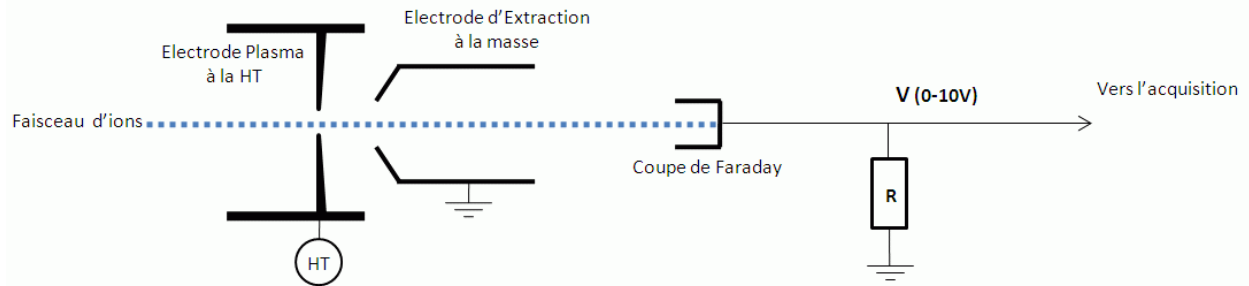


Figure 27: Schéma électrique de la mesure de courant dans une cage de Faraday.

Afin de s'assurer de la bonne mesure du courant, un ensemble de précautions doivent être prises. En effet, lorsqu'un ion ayant une énergie d'une dizaine de keV heurte une surface, il en résulte une émission d'électrons secondaires arraché au réseau cristallin. Le taux d'émission secondaire varie d'un matériau à l'autre, mais il peut atteindre typiquement 10 à 40 électrons par ion incident possédant une énergie d'une dizaine de keV [58]. Ce processus, s'il n'est pas corrigé, peut entraîner une surestimation importante de la mesure de l'intensité d'un faisceau. D'autres phénomènes physiques peuvent également occasionner des erreurs de mesure. On peut citer par exemple la rétrodiffusion des ions incidents et le sputtering (les ions incidents, en déposant leur énergie sur la surface du matériau permettent l'émission d'ions du matériau), mais on peut négliger cet effet devant l'émission d'électrons secondaires. Les coupelles de Faraday sont donc conçues pour limiter ces phénomènes. D'abord, le rapport d'aspect de la coupelle est tel que la cage est plus profonde que large, de manière à réduire l'angle solide associé à une émission secondaire pointant vers l'extérieur de la coupelle. Un anneau de garde, placé à la masse et muni d'un trou légèrement inférieur au diamètre de la coupelle permet ensuite de s'assurer que les ions rentrant dans la coupelle l'interceptent bien au fond, et non sur ces bords. La compensation des électrons secondaires est traditionnellement réalisée de deux manières différentes. La première méthode correspond au cas de la CF_1 , dont le schéma de principe est présenté sur la Figure 28. Deux aimants

permanents sont placés respectivement au dessus et au dessous de la coupelle. L'axe de l'aimantation des aimants est transverse à la trajectoire du faisceau. Les aimants sont montés en opposition, de sorte que le champ magnétique sur l'axe de symétrie de la coupelle soit nul et s'intensifie en se dirigeant vers la paroi cylindrique de la coupelle. Un ion rentrant sur l'axe ne sera pas perturbé et atteindra le fond de la coupelle. Un ion situé sur un rayon subira lui le champ magnétique et sera focalisé vers le centre de la coupelle. Inversement, les électrons secondaires, dont l'énergie est inférieure à celle des ions incidents, sont fortement déviés par le champ magnétique et subissent une force globale qui les amène fatalement vers les parois de la coupelle (les trajectoires des électrons s'enroulent autour des lignes de champ magnétique transverse qui finissent toutes sur la coupelle). Au total, le courant mesuré sur la coupelle est bien celui des ions puisque les électrons secondaires ne sortent pas de la coupelle.

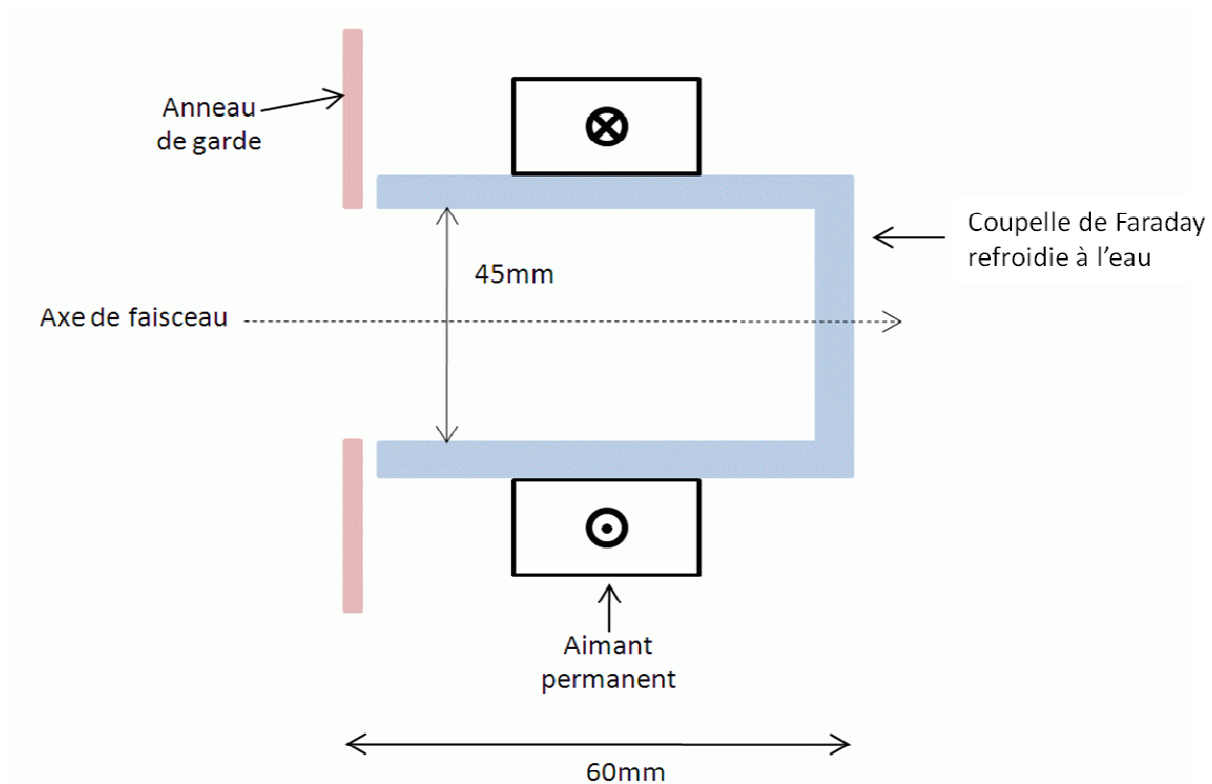


Figure 28: Schéma de principe la coupelle de Faraday CF₁.

Le schéma de principe de la coupelle de Faraday CF₂ est représenté sur la Figure 29. La CF₂ est un ancien arrêt Faisceau de l'accélérateur SARA. Ici, les électrons secondaires sont repoussés vers la coupelle grâce à une barrière de potentiel négative de l'ordre de quelques centaines de Volt. Cette barrière n'empêche pas les ions de rentrer puisque leur

énergie est bien supérieure (plusieurs dizaines de keV au minimum). On peut noter que le fond de cette CF est en graphite, matériau qui limite le phénomène de pulvérisation ionique.

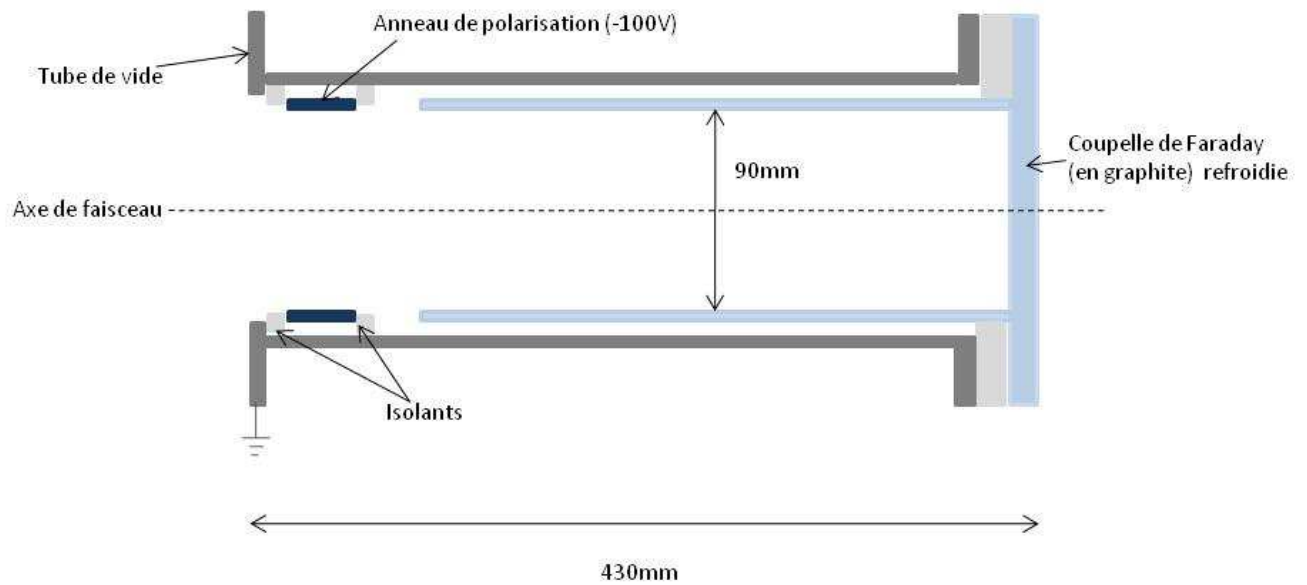


Figure 29: Schéma de principe de la coupelle de Faraday CF₂.

III.2. Système de contrôle commande de la ligne

III.2.1. Synoptique du système et présentation du « hardware »

Le système de contrôle - commande permet de piloter à distance l'ensemble des fonctionnalités de la ligne de test, à savoir la source d'ions, les alimentations de puissance les mesures de vide et de courant d'ions. Le synoptique générale des Entrées et Sortie gérées par le programme d'acquisition du banc de test est proposé sur la Figure 30.

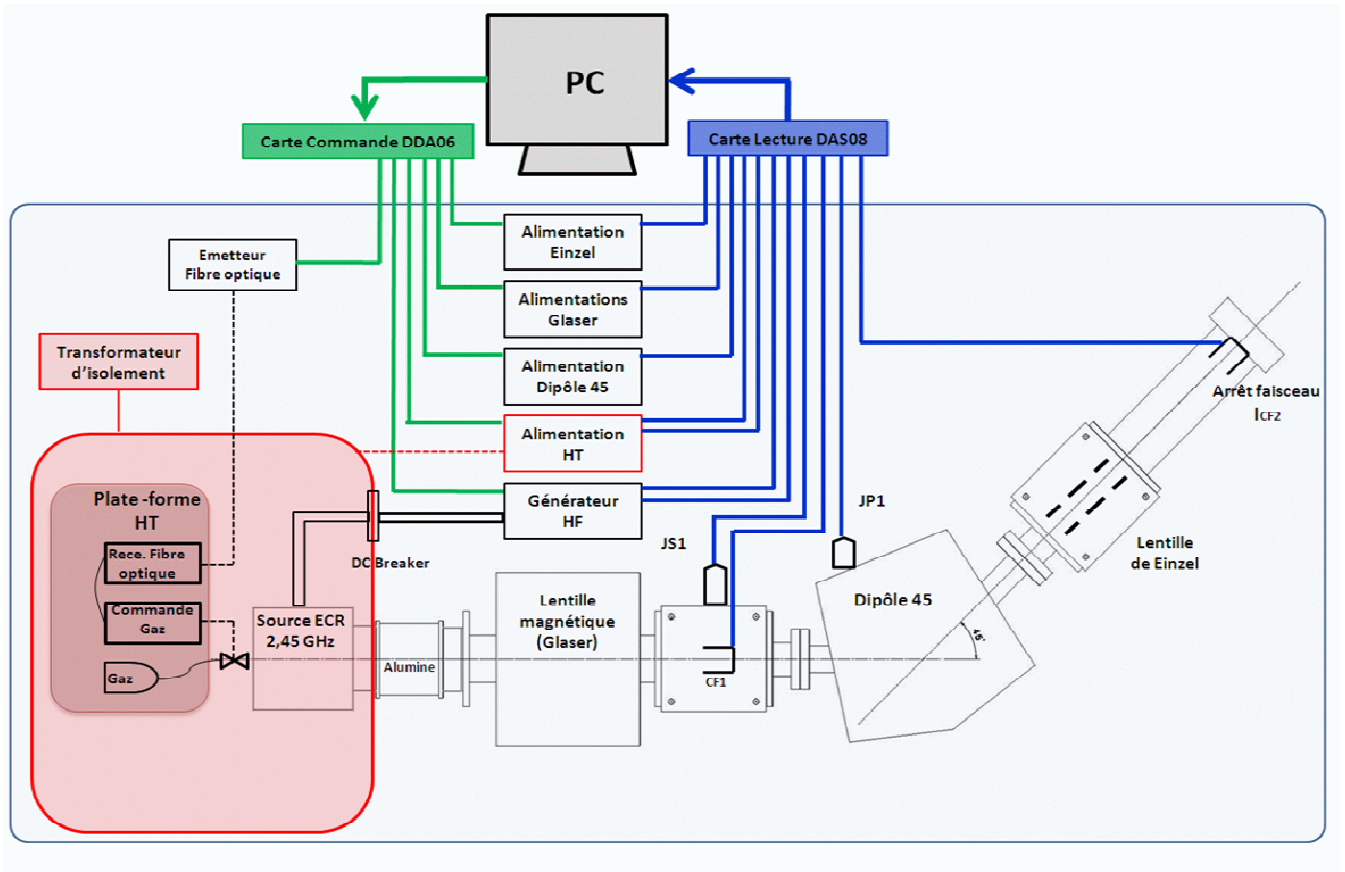


Figure 30: Synoptique des entrées et sorties de signaux gérés par le système de contrôle commande.

L'acquisition des données est assurée par deux cartes de la société Measurement Computing [59] : une carte de lecture DAS08 et une carte d'écriture DDA06. La carte DAS08 permet de convertir 8 signaux analogiques 0-10V en mots de 12 bits, tandis que la carte d'écriture DDA06 fournit 6 sorties programmables analogiques 0-10 V avec une précision de 12 bits. Les deux cartes sont installées sur un PC d'acquisition dédié à l'expérience. Le Tableau 7 contient la liste des Entrées Sorties gérées par le PC.

Désignation des commandes	Tension de sortie
Flux de la vanne de gaz	0-10 V
Puissance HF	0-10 V
Haute Tension	0-10 V
Lentille magnétique (Glaser)	0-10 V
Dipôle	0-10 V
Lentille Einzel	0-10 V

Désignation des lectures	Tension d'entrée
Pression vide primaire	0-10 V
Pression vide secondaire	0-10 V
Puissance HF incidente	0-10 V
Puissance HF réfléchie	0-10 V
Haute Tension d'extraction (HT)	0-10 V
Courant débité par l'alimentation HT	0-10 V
Courant Coupelle de Faraday CF ₁	0-10 V
Courant Coupelle de Faraday CF ₂	0-10 V

Tableau 7: Commandes et lectures à effectuer dans le programme de contrôle/commande.

III.2.2. Présentation de l'interface homme machine (Labview)

➤ Introduction à Labview

L'interface homme machine (IHM) utilisé est le logiciel Labview (version 6) [60]. Labview permet de concevoir facilement des interfaces graphiques conviviales munies de boutons, de graphes, d'indicateurs, de voyants, etc. permettant de piloter facilement des expériences complexes. Les actions générées par les boutons de l'interface graphique sont écrites en langage de programmation graphique (le «G») dans une deuxième fenêtre. Ce langage, très intuitif, permet de générer automatiquement un code au moyen d'un diagramme graphique reliant des boîtes (sous-programmes) à des fils de flux de données (entrées sorties des sous-programmes). Labview comporte des bibliothèques de fonctions et des outils de programmation spécialement conçus pour l'acquisition de données et le contrôle d'instruments. Un programme Labview est ainsi appelé « instrument virtuel » (ou VI) car sa

représentation et son fonctionnement ressemblent à un instrument classique. Labview offre l'avantage de pouvoir gérer facilement les cartes d'acquisitions installées dès que les «drivers» des cartes ont été correctement installés.

➤ Le programme principal

La face avant du programme principal est présentée sur la Figure 31. Le programme principal de commande/contrôle du banc de test permet de:

- surveiller en temps réel les différentes mesures effectuées sur le banc de test (puissance HF incidente, courant dans la cage de Faraday, etc.).
- piloter la vanne de gaz, la puissance HF permettant le réglage de la source d'ions, et les différents éléments optiques de la ligne.
- appeler des sous programmes spécifiques via des boutons (HT, spectres, etc.).

Un graphe déroulant permet de surveiller l'évolution temporelle lente des différentes mesures d'intérêt. Ses valeurs sont également recopiées sur des afficheurs pour avoir les valeurs plus précises.

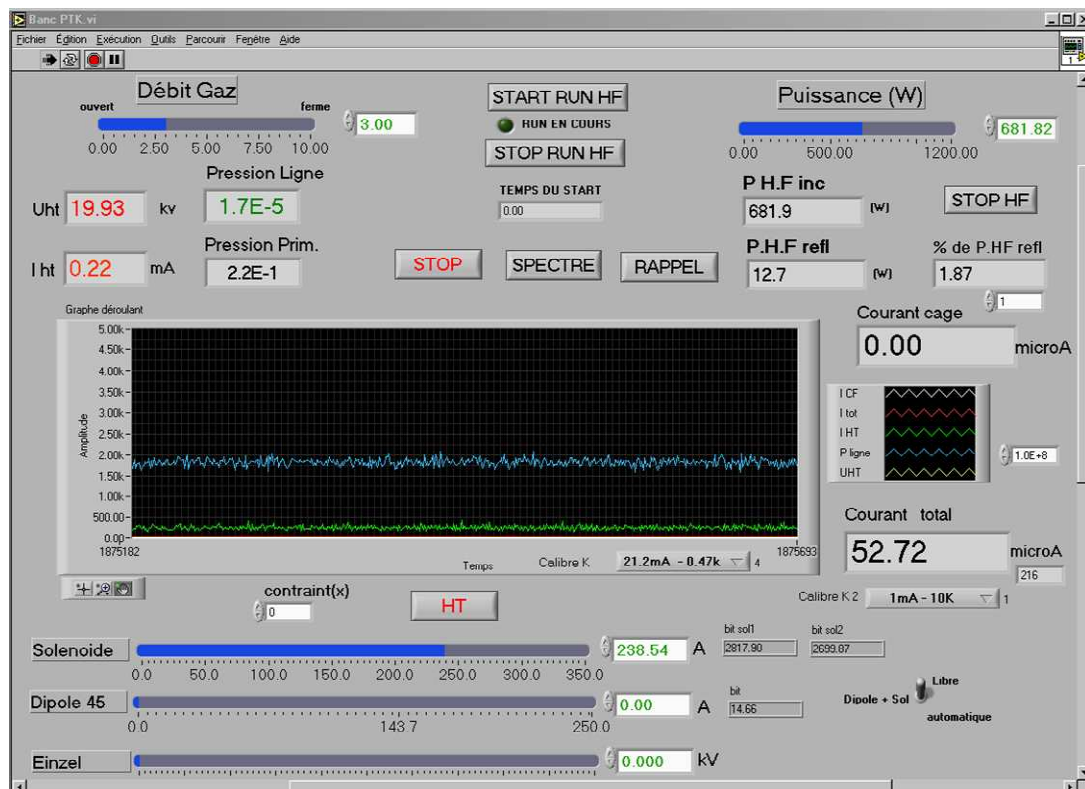


Figure 31: Programme principal du système contrôle/commande.

Pour expliquer le fonctionnement du programme, illustrons-le par un exemple. Si on veut mesurer un courant d'ions de masse et de charge quelconque dans la coupelle de Faraday

en bout de ligne (CF₂), il faut déjà commander le dipôle en lui rentrant la valeur de courant I appropriée. La valeur en ampère écrite en face avant du programme est renvoyée et convertie sur la face arrière (diagramme) par une formule linéaire (obtenue à partir de l'étalonnage de l'alimentation du dipôle) en un mot de 12 bits (0 à 4095) : $Mot = a * I + b$, où les paramètres a et b ont été déterminés par un étalonnage préalable. La fonction AOut (Analog Output) prend le mot de 12 bits en entrée et le transfère vers la voie associée au dipôle de la carte DDA06, qui à son tour affiche en sortie la tension analogique permettant de faire une rampe de courant de l'aimant vers la consigne de courant I_{dip} désirée. La même opération est effectuée pour tous les équipements commandés à distance (voir le Tableau 7). Pour la mesure du courant dans la coupelle de Faraday CF₂, le programme effectue une opération inverse à la précédente. C'est-à-dire que la voie associée de la carte d'acquisition DAS08 reçoit la tension V (0-10 V) associée à la valeur de courant I_{CF2} ($V = R I_{CF2}$). La fonction AIn (Analog Input) demande à la carte DAS08 de convertir la tension lue en mot de 12 bits qui est alors disponible pour traitement dans Labview. Une autre formule linéaire permet de convertir le mot en valeur de courant $I_{CF2} = a * Mot + b$, où a et b ont été déterminés par étalonnage.

➤ **Le sous- programme HT**

Le bouton HT du programme principal donne accès à une fenêtre secondaire qui permet de gérer spécifiquement la haute tension de la source (Figure 32). Sur cette fenêtre, on rentre d'abord manuellement une valeur de haute tension voulue ; après un contrôle de l'opérateur que la valeur rentrée est bien conforme à son souhait, l'envoi de la consigne est effectué en appuyant sur le bouton « GO ». Ceci permet de réduire le risque d'une erreur de consigne pouvant provoquer des claquages HT si la valeur rentrée, trop importante, est inappropriée. De plus, la pression sur bouton « GO » démarre un sous-programme qui gère automatiquement une rampe de montée et de descente progressive de la HT. En cas de problème avec la HT (claquages à répétitions par exemple), le sous programme est doté d'un bouton « Arrêt d'urgence » qui permet de remettre immédiatement la Haute Tension à zéro. Les mesures UHT et IHT sont affichées dans le sous programme pour vérifier que tout se passe bien pendant la rampe.

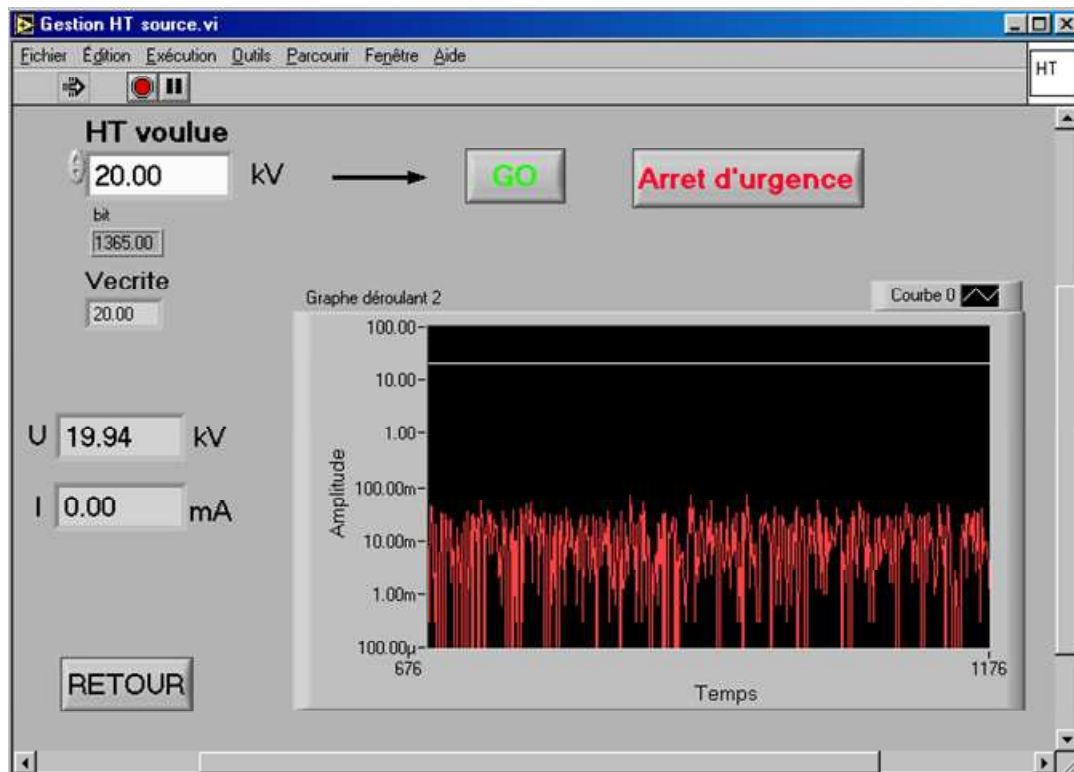


Figure 32: Sous-programme pour la commande de la HT.

➤ Le sous- programme Spectre

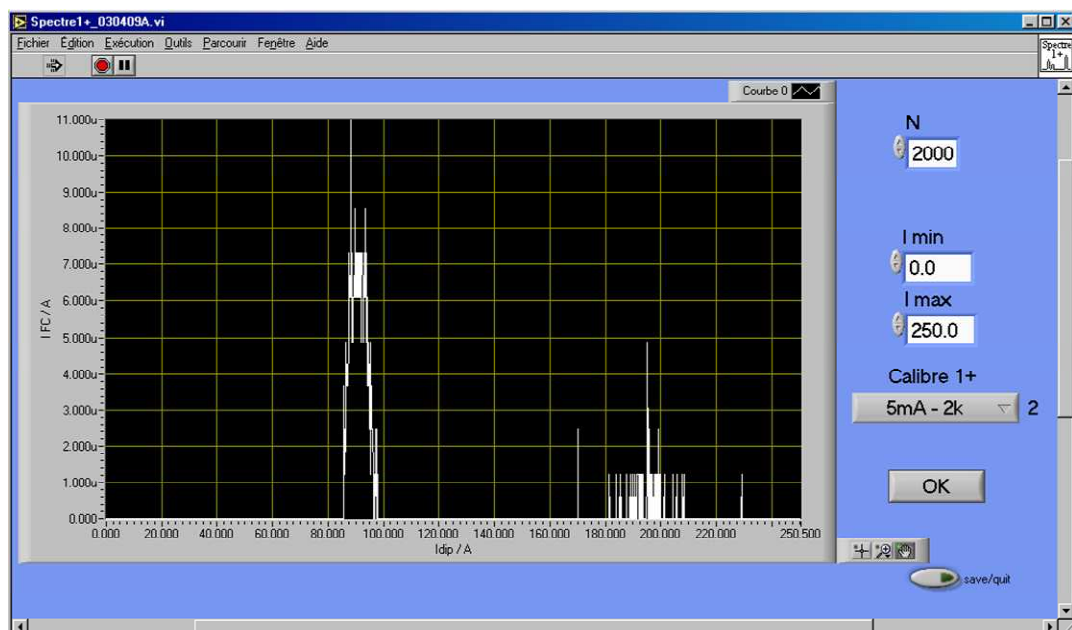


Figure 33: Sous-programme d'acquisition de spectre.

L'accès au sous-programme spectre (Figure 33) se fait à partir du bouton « SPECTRE » du programme principal. Ce bouton ouvre une nouvelle fenêtre qui permet de lancer automatiquement une rampe de courant dans le dipôle et la lentille magnétique (qui doit suivre homothétiquement la valeur du dipôle pour conserver la focalisation de l'ion analysé). Parallèlement à la rampe de courant, une mesure synchrone du courant dipôle et du courant I_{CF2} est réalisée. Le spectre d'ion est obtenu en traçant $I_{CF2}=f(I_{dip})$. L'utilisateur peut choisir le nombre de points de mesure, ainsi que les consignes Min et Max de courant de la rampe du dipôle. Ensuite, le sous programme propose l'enregistrement du spectre dans un fichier complété d'une sauvegarde de toutes les valeurs des paramètres de la ligne (lectures et commandes).

➤ Le sous- programme Rappel de spectre

Le bouton «RAPPEL» du programme principal ouvre une fenêtre d'analyse des spectres (Figure 34) enregistrés auparavant. Plusieurs fichiers spectres peuvent être rappelés en même temps pour les comparer. Le sous-programme permet surtout d'identifier les différents pics d'ions d'un spectre en fonction du numéro atomique, de la charge et de l'énergie cinétique d'un ion. Enfin, une impression du spectre peut être lancée à partir de cette fenêtre.

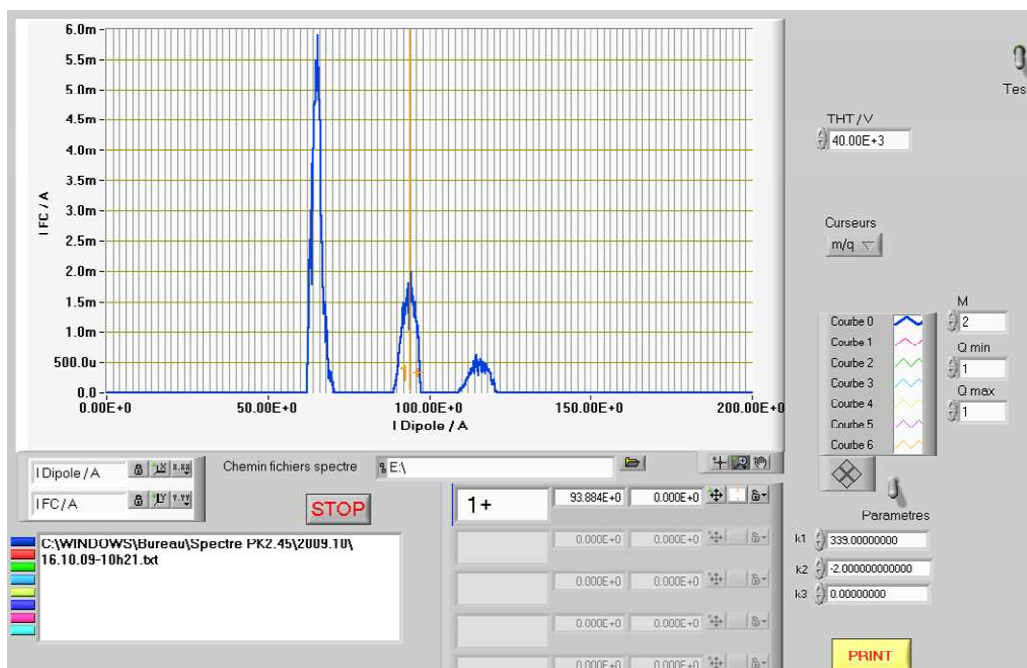


Figure 34: Sous-programme de rappel de spectre.

Conclusion :

Une ligne d'analyse de source d'ions a été conçue et développée spécifiquement dans le cadre de ce travail. Les instruments composant le banc ont été un par un étalonnés et un programme dédié de commande contrôle a été spécialement développé. Le fonctionnement de la ligne d'analyse a été caractérisé et finalement validé au moyen de la source d'ions PK245 prêtée par la société Pantechnik. La ligne d'analyse est maintenant prête à recevoir des sources d'ions prototypes en vue de leurs caractérisations expérimentales. Ces sources d'ions et leurs tests sont présentés dans les chapitres suivants.

Chapitre IV: Conception, réalisation et premiers tests de la source SPEED

Introduction

Un des paramètres importants des sources d'ions appliquées à l'implantation ionique est d'avoir une grande fiabilité (>99%) pour assurer la fluence correcte sur le matériau à planter. Les décharges de Penning, très fréquemment présentes dans la zone d'extraction des sources d'ions RCE peuvent poser un problème de fiabilité, en particulier sous haute tension (70 kV) et à haute pression (10^{-5} mbar typiquement). L'idée directrice de ce chapitre est de concevoir une source d'ions RCE à 2,45 GHz sans champ magnétique axial à l'extraction, afin de s'affranchir des risques de décharge de Penning et extraire les faisceaux d'ions dans une configuration d'extraction assez similaire à ceux des sources à filament. Pour assurer un bon amorçage et produire des électrons chauds, un minimum-B magnétique est envisagé. La conception prévoit l'utilisation d'aimants permanents pour minimiser la consommation d'énergie de la source d'ions. L'idée étant de chercher à produire des courants intenses d'ions monochargés (de l'ordre de 10 mA) ou bien des ions moyennement chargés (de l'ordre de 1 mA) à plus basse pression (dans la gamme 10^{-6} - 10^{-7} mbar) afin de répondre aux besoins de tous les types d'implanteurs industriels. Afin de minimiser les études, il a été décidé d'adopter la géométrie de la chambre à plasma de PK245 (présenté au II.1.4) pour pouvoir utiliser le système d'injection HF existant. Après une étude simple en 2 dimensions d'une structure magnétique transverse (2D) présentée en IV.1, une solution pour fermer la zone de résonance en 3 dimensions (3D) avec un champ magnétique transverse est étudiée en IV.2 et adoptée pour fabriquer la source d'ions appelée SPEED (Source d'ions à aimants Permanents et Extraction Dipolaire). La présence d'un champ magnétique transverse à l'extraction a pour conséquence de dévier le faisceau en sortie de source. Ce point est étudié en IV.3 et une solution de correction de trajectoire par un champ électrostatique est présentée. La construction de la source d'ions et les mesures de champ magnétique vérifiant la simulation sont proposées en IV.4. Enfin, les premiers tests réalisés avec SPEED sur le banc sont présentées en IV.5. Le chapitre se termine sur un bilan et sur les perspectives d'amélioration de SPEED.

IV.1. Etude magnétique préliminaire en 2D

Une première étude a été réalisée avec le logiciel 2D Poisson Superfish [61]. Classiquement, une zone RCE fermée en 2D ne touchant pas les parois avec une structure magnétique transverse est obtenue avec un hexapôle. L'idée de départ a consisté à partir d'un dessin d'hexapôle classique simulé avec 6 aimants permanents et de déplacer certains pôles afin de créer au voisinage de l'axe de révolution une zone à champ magnétique dipolaire. Le concept d'hexapôle déformé est présenté sur la Figure 35. Dans un hexapôle classique, les 6 pôles sont répartis uniformément tous les 60° (Figure 35 gauche). En numérotant les pôles de 1 à 6, à partir de l'axe horizontal, les pôles 1 à 6 se situent alors respectivement en $\theta=30^\circ, 90^\circ, 150^\circ, 210^\circ, 270^\circ$ et 330° . Pour fabriquer la structure de la Figure 35 (droite), on rapproche symétriquement les pôles 1 et 3 vers le pôle 2 et, de la même manière, les pôles 4 et 6 vers le pôle 5, de telles sortes que les aimants 1, 3, 4 et 6 forment un angle de 45° avec l'axe horizontal (au lieu de 30°). Dans le Tableau 8 sont résumées les caractéristiques des aimants simulés et leur géométrie.

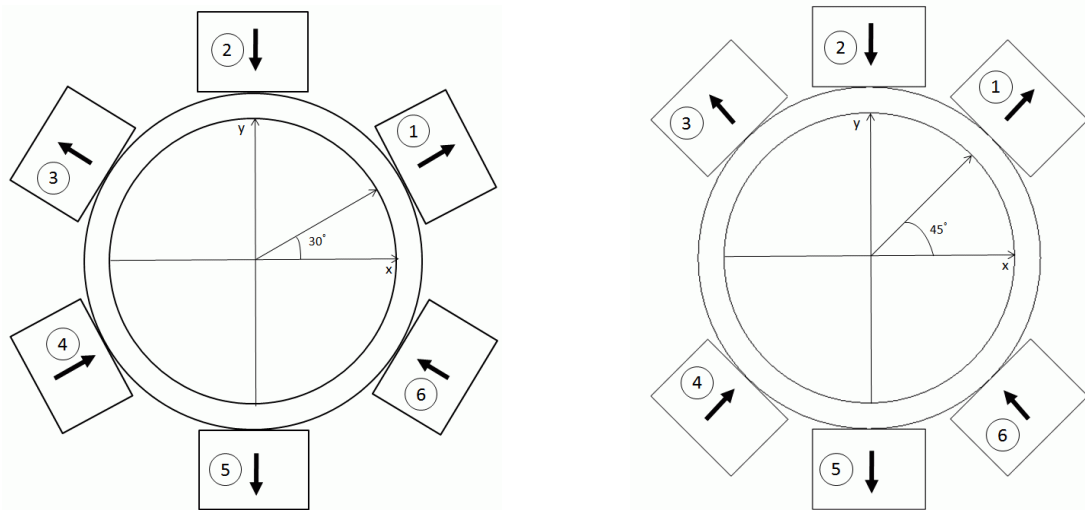


Figure 35 : Gauche) Vue en coupe d'un hexapôle classique. Droite) Vue en coupe du concept d'hexapôle déformé.

Le résultat de la simulation est présenté sur la Figure 36 où sont tracées les lignes de champ magnétique ainsi que les iso- $|B|$ dont les intensités sont inférieures ou égales à $B=0,0876$ T, (valeur associée à la résonance RCE à 2,45 GHz). La zone de résonance RCE est dessinée avec un trait en gras. On voit que les lignes de champ magnétiques prennent logiquement une forme plus allongée selon l'axe vertical. Le champ nul au centre de l'hexapôle standard n'existe plus et il est remplacé par deux zéros de champ alignés sur l'axe vertical en $y=\pm 18$ mm. Pour les valeurs $|y| > 18$ mm, le champ magnétique reprend une forme d'hexapôle

classique, tandis que pour les $|y| < 18$ mm, le champ magnétique vertical s'inverse pour former une zone de champ de forme dipolaire. L'évolution de l'intensité du champ magnétique sur l'axe des X et l'axe des Y est représentée sur la Figure 37. Par symétrie de la géométrie, seule la composante B_y est non nulle sur les axes, si bien que les courbes tracées sont en fait les profils de $B_y(x)$ et $B_y(y)$. Le rayon intérieur des aimants est fixé de manière à conserver une distance de 8 mm entre la face de l'aimant et la chambre à plasma de PK245 ($\varnothing 90$ mm), afin d'avoir la place de refroidir la chambre et de tenir les aimants mécaniquement. La taille des aimants est ajustée pour placer la résonance RCE loin des parois, afin de s'affranchir de risque de perturbation du plasma par les parois. Dans la géométrie présentée la distance zone RCE/paroi est de 28 mm selon l'axe X et de 18 mm selon l'axe des Y. Si on considère par exemple un proton thermique avec $kT \sim 1/40$ eV (soit de vitesse $v_0 \sim 2,7 \times 10^3$ m/s), dans un champ magnétique $B = 0,087$ T, son rayon de Larmor ionique est de $R_{Li} = 0,5$ mm. Pour un électron chauffé d'énergie $kT \sim 100$ eV (vitesse $v_0 \sim 7.10^6$ m/s) dans un champ magnétique $B = 0,087$ T, son rayon de Larmor électronique vaut $R_{Le} = 0,32$ mm. On voit que dans la géométrie étudiée, la distance minimale RCE/paroi de 18 mm est très supérieure aux rayons de Larmor des particules constituant le plasma, ce qui permet de s'assurer qu'aucune interaction n'aura lieu entre la zone RCE et la paroi.

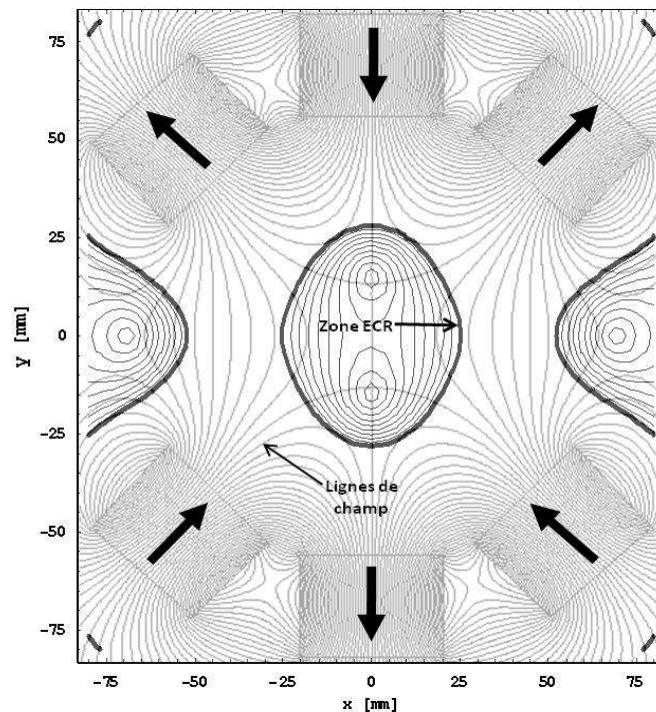


Figure 36 : Simulation de l'hexapôle déformé. Les lignes de champ magnétiques sont superposées aux iso B incluses dans la zone de résonance.

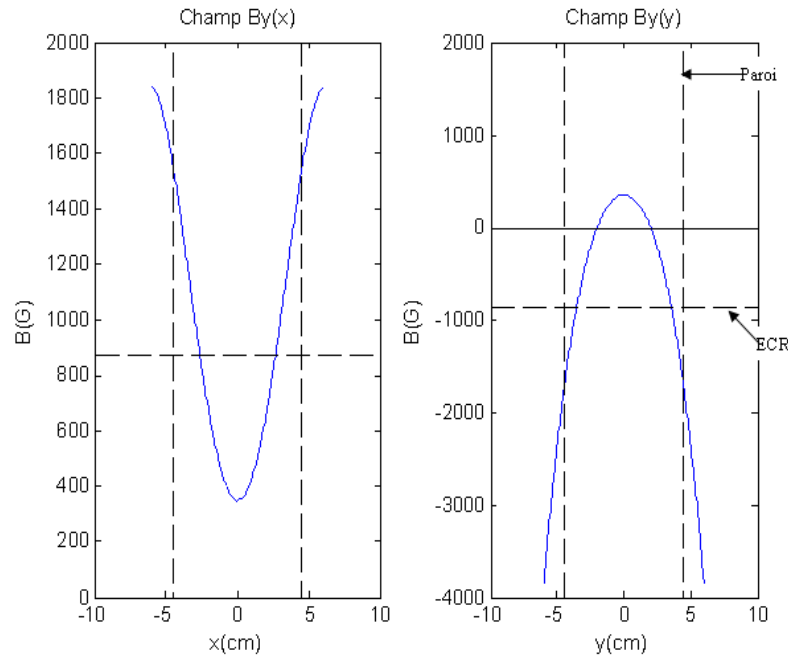


Figure 37 : Evolution de l'intensité magnétique dans la structure simulée selon l'axe X et l'axe Y. Par symétrie de la géométrie, seule la composante B_y est non nulle sur les 2 axes.

En résumé, le concept d'hexapôle proposé fournit une zone de résonance RCE à 2,45 GHz fermée en 2D avec au centre une zone de champ magnétique dipolaire. L'avantage de cette zone dipolaire est qu'elle permet de s'affranchir d'une zone d'extraction hexapolaire classique qui donne au faisceau extrait une forme d'étoile et induit *de facto* des aberrations sur l'émittance du faisceau (phénomène observé sur les sources d'ions multichargés). Mais il est prématuré de parler d'extraction de faisceau car cette étude est seulement en 2D.

Pôle N°	θ (degrés)	Aimantation (T)	Longueur (mm)	Section (mm× mm)
1	45	1.22	100	35×25
2	90	1.29	100	35×25
3	135	1.22	100	35×25
4	225	1.22	100	35×25
5	270	1.29	100	35×25
6	315	1.22	100	35×25

Tableau 8: Caractéristiques des aimants simulés avec Poisson

IV.2. Simulation magnétique 3D de SPEED

Le travail s'est poursuivi en passant à une étude en 3 dimensions (3D). Cette étude a été réalisée avec la librairie libre Radia [62,63,64,65], développé par L'ESRF, qui fonctionne avec le logiciel Mathematica. Radia permet de simuler des champs magnétiques statiques à base de conducteurs de courant électrique et de tout type de matériau magnétique. La méthode de calcul n'utilise pas la méthode des éléments finis, et n'est pas non plus exactement une méthode numérique de Frontière. Radia permet de créer des objets dans l'espace à partir d'une bibliothèque de fonction. Le champ magnétique généré par chaque objet est calculé par une formule analytique. La résolution d'un problème non linéaire (*i.e.* incluant des matériaux aimantables) est obtenue par itération. A chaque itération, Radia calcule l'induction magnétique H_i induite par l'ensemble des objets dans chaque objet individuel i aimantable. Il recalcule alors dans l'objet i l'aimantation M_i induite à partir de la relation $M_i(H_i)$ définie par l'utilisateur. La convergence est atteinte lorsqu'entre 2 itérations l'aimantation M_i reste stable dans chaque objet, avec comme critère de convergence $\varepsilon = (M_{i+1} - M_i) / M_{i+1} < 10^{-3}$. Dans la pratique, la convergence est atteinte entre 1 seconde et 1 heure selon la complexité du problème et la précision recherchée. Une fois la solution atteinte, le champ magnétique peut être calculé analytiquement en tout point de l'espace. Cette opération, effectuée par l'utilisateur, prend du temps de calcul puisqu'à chaque point demandé, Radia recalcule la contribution individuelle magnétique de chaque objet. Le grand avantage de Radia est de pouvoir utiliser les fonctionnalités de programmation de Mathematica, ce qui permet par exemple de paramétrer la géométrie afin d'optimiser la forme et l'intensité du champ magnétique recherché.

Dans un premier temps, la structure magnétique étudiée en 2D a été simulée avec Radia, en attribuant une longueur de 100 mm dans la 3^{ème} dimension aux aimants (axe z). Le résultat de cet essai est présenté sur la Figure 38. L'objectif étant de regarder l'évolution de la zone RCE en fonction de Z.

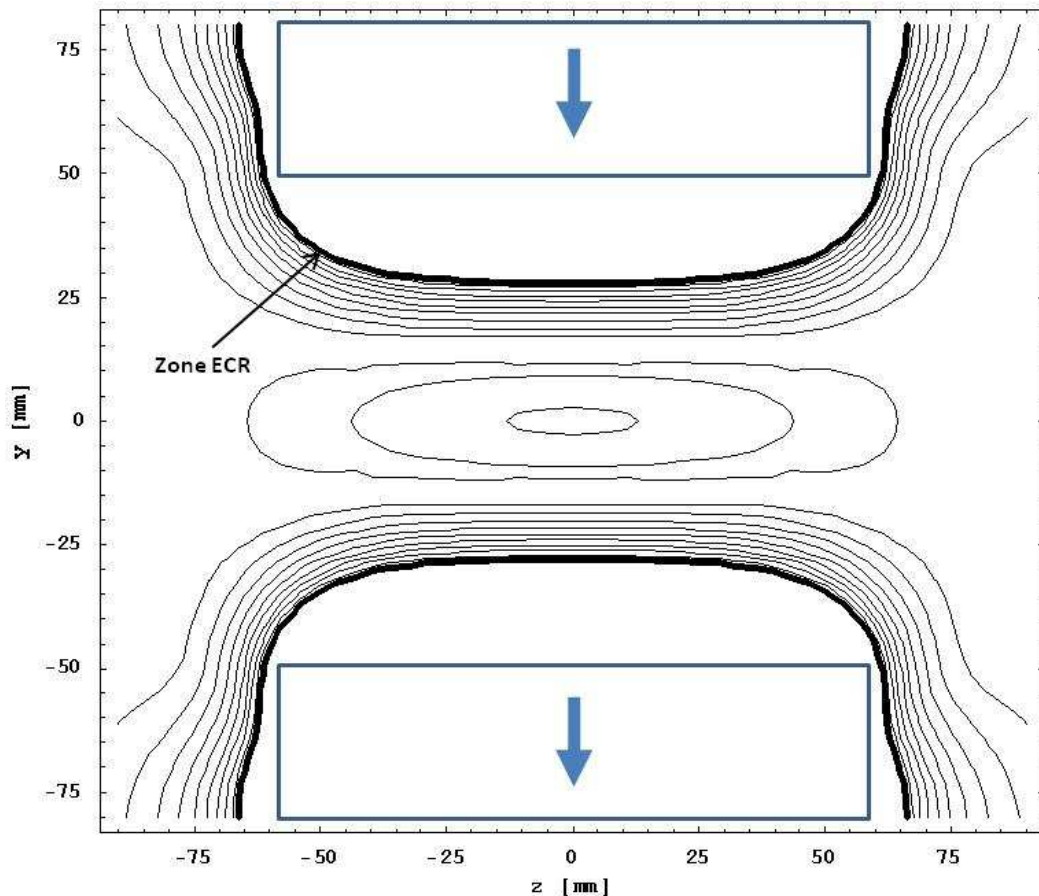


Figure 38: Simulation de l'hexapôle modifié en 3D avec Radia.

Comme attendu, on voit que la zone de résonance s'évase avec les z croissants et la zone RCE est ouverte en 3D. Dans cette partie, de nouveaux aimants sont ajoutés pour fermer la zone RCE à l'injection et à l'extraction de la source. Le cahier des charges pour fermer la zone RCE est le suivant :

- la résonance est à l'intérieur de la chambre à plasma et ne touche pas les parois (zone RCE fermée dans les trois plans $((x, y), (y, z), (x, z))$).
- Vérifier le confinement magnétique des électrons en étudiant la topologie des lignes de champ dans la chambre à plasma pour en déduire la forme du plasma.
- S'assurer d'avoir un champ dipolaire à l'extraction.

Après une période de recherche d'une géométrie répondant aux spécifications, une solution a été retenue en ajoutant des aimants aux extrémités de l'hexapôle central. Une vue de la structure 3D simulée est proposée sur la Figure 39.a. On peut voir de chaque côté de l'hexapôle deux aimants en forme d'arc, un en haut et un autre en bas, de mêmes dimensions (25 mm d'épaisseur radiale, 40 mm de longueur axiale et une ouverture angulaire totale de

90°) ; l'axe de leurs aimantations est parallèle à l'axe des y, avec une intensité d'aimantation $B_r = 1,28 \text{ T}$. La Figure 39 propose aussi des vues en coupe de la structure en aimants permanents retenue. De part leurs axes d'aimantation proches, les nouveaux aimants en arc renforcent le champ magnétique créé par les pôles 1, 3, 4 et 6. Tandis que l'opposition des axes d'aimantation entre les aimants en arc et les pôles 2 et 5 permet d'amplifier localement le champ magnétique et de fermer la zone RCE. Une étude détaillée est proposée dans la suite pour expliquer l'influence de ces quatre nouveaux aimants sur le système (topologie des lignes de champs, forme de la zone RCE,...).

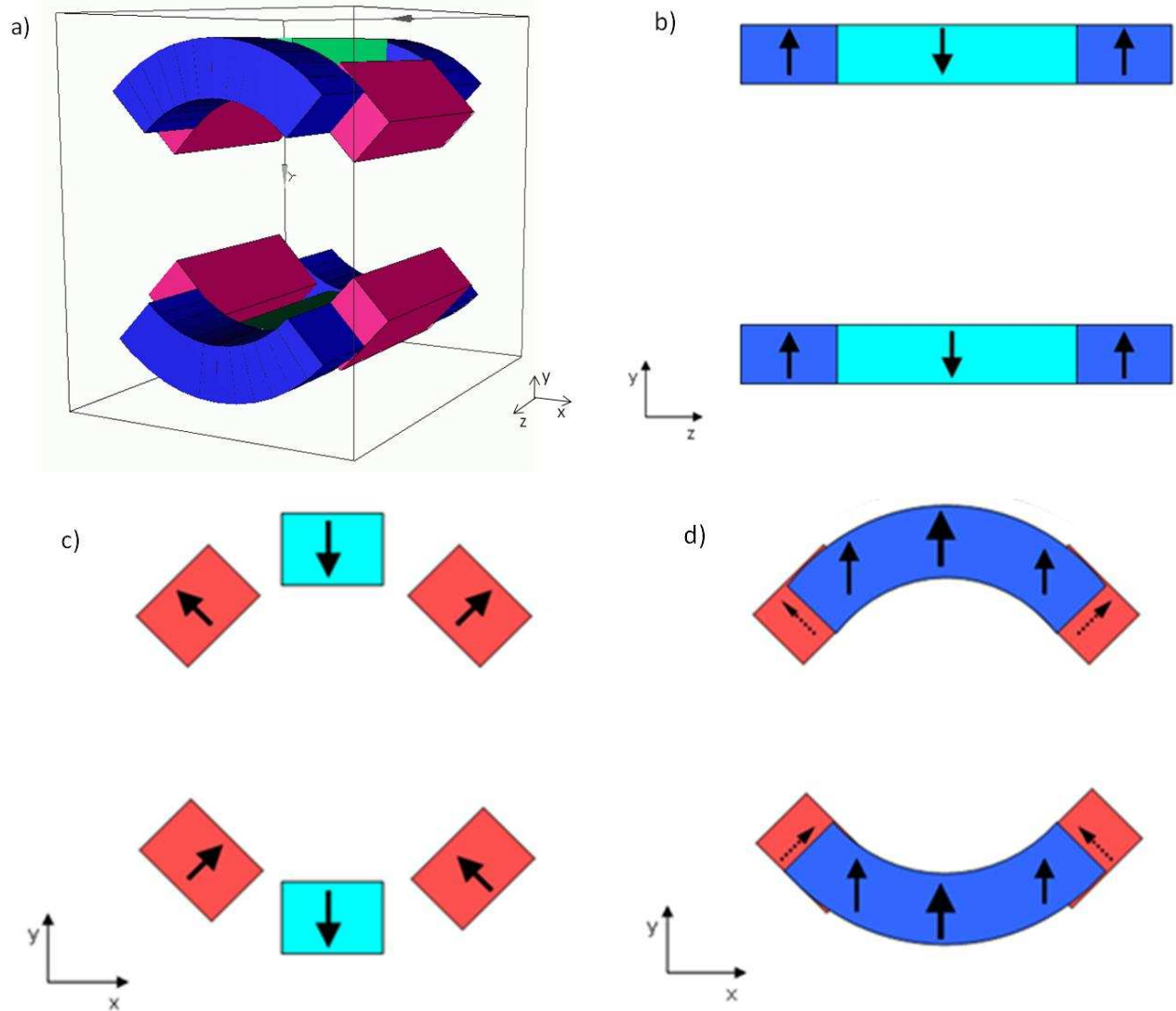


Figure 39: Structure magnétique de la source d'ions SPEED: a) Vue 3D b) Coupe dans le plan $x=0$ avec les pôles 2 et 5 au centre et 4 aimants en arc en périphérie. c) Coupe dans le plan $z=0$: partie hexapolaire d) vue avant de la structure (depuis l'axe z) : on distingue les 2 nouveaux aimants en arc à l'extrémité et derrière, les pôles 1, 3, 4, 6.

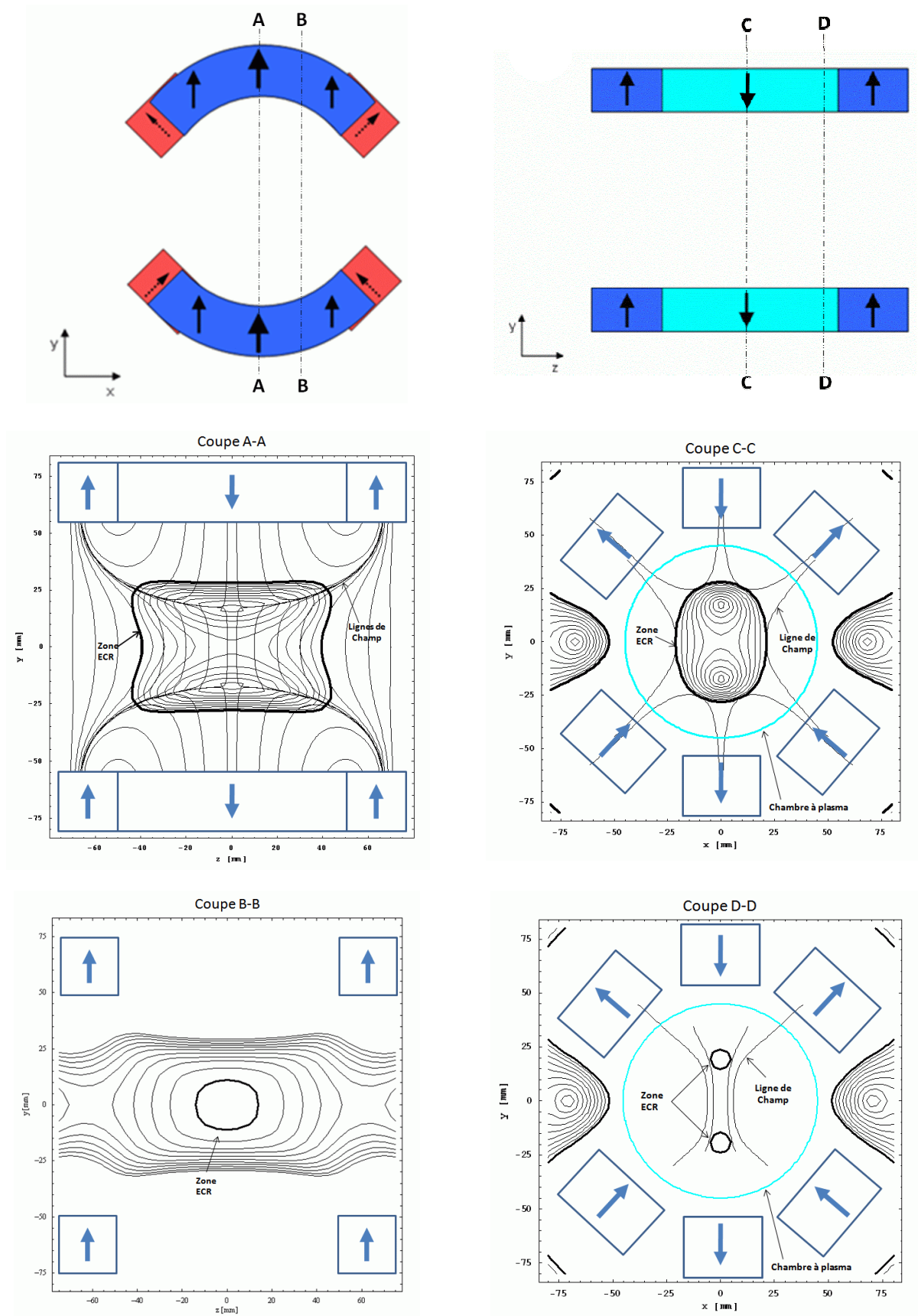


Figure 40 : Vues en coupe de la zone RCE (et de certaines iso- $|B|$) et des lignes de champ magnétique de SPEED dans les plans de coupes A-A ($x=0$), B-B ($x=20$), C-C ($z=0$) et D-D ($z=43$ mm).

La Figure 40 propose des vues en coupes de la structure magnétique dans lesquelles sont représentées les lignes de champ magnétique, ainsi que les iso- $|B|$, sauf pour la coupe B-B où il n'est pas possible de tracer les lignes de champ magnétique. On retrouve dans la coupe C-C (plan $z=0$) la même géométrie magnétique qu'en 2D, déjà présentée sur la Figure 36. Dans ce plan, les contributions des aimants en arc s'annulent exactement et le champ magnétique est purement transverse par symétrie. La coupe A-A (plan $x=0$) permet de voir la zone de résonance fermée avec une forme vaguement rectangulaire. Dans ce plan, on voit que le sens opposé d'aimantation entre les pôles 2, 5 et les aimants en arc forcent les lignes de champ de l'hexapôle à se reboucler selon l'axe z . On voit que toutes les lignes de champ partant de l'arrière ($z<0$) évoluent au maximum jusqu'au centre ($z=0$) puis retournent vers l'arrière. Le même raisonnement s'applique vers l'avant. La structure magnétique est donc coupée en deux axialement. De plus, la reconnexion du flux dipolaire vers l'hexapôle coupe encore une fois la structure magnétique en deux. En suivant les lignes de champ sortant du centre de l'hexapôle, on s'aperçoit qu'elles n'atteignent pas l'axe z , mais remontent vers les aimants dipolaires. D'un point de vue plasma RCE, le plasma confiné le long des lignes de champ connectées aux pôles 2 et 5 ne pourra pas être directement extraite. Ce plasma dévié par rapport à l'axe d'extraction interceptera les parois de la chambre à plasma. C'est en fait la partie dipolaire, présente autour de l'axe z , créée par la déformation de l'hexapôle (vu précédemment) qui contient les lignes de champ traversant l'axe z . Ces lignes relient entre eux les aimants en arc, et les pôles 1, 3, 4, 6 de l'hexapôle. En termes de source d'ions RCE, c'est cette partie du plasma qui va être étudiée pour la production de faisceau d'ions. La coupe D-D montre en particulier les dernières lignes de champ traversant le bout de la résonance en $z=43$ mm avec une partie centrale clairement dipolaire. L'hexapôle au centre crée une intensité magnétique à la paroi de 0,35 T pour les pôles 2 et 5, 0,27 pour les autres (voir la Figure 41). L'intensité maximale à la paroi contre les aimants en arc évolue de 0,38 T sur l'axe des pôles 2 et 5 à 0,27 T sur l'axe des pôles 1, 3, 4, et 6. Ces valeurs sont élevées par rapport au champ magnétique RCE (0,0876 T) et cela peut laisser espérer la présence d'une population d'électrons chauds dans la zone dipolaire de l'extraction. Cette population d'électrons chauds permettrait ainsi de créer un plasma dense et donc créer des courants d'ions intenses.

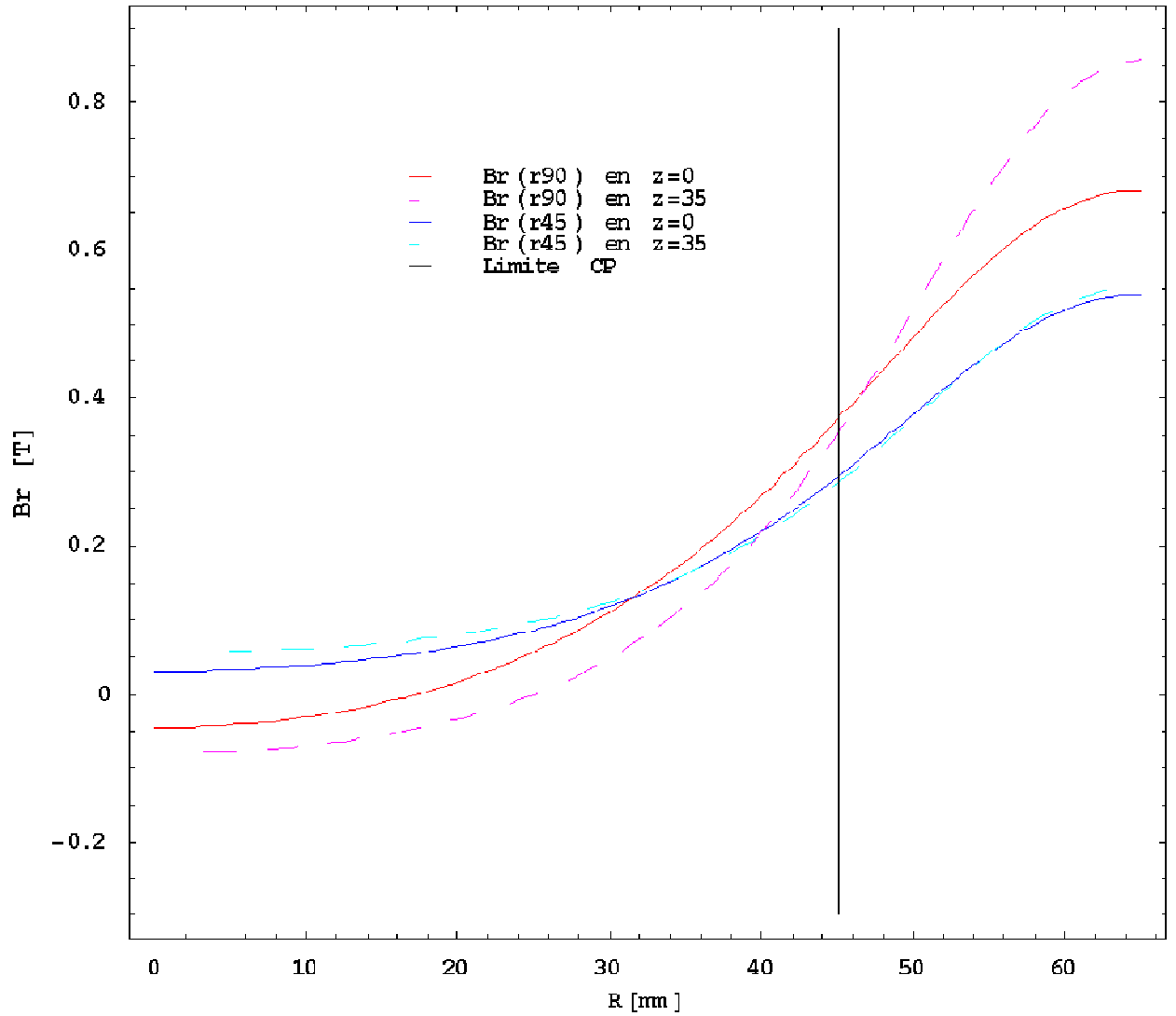


Figure 41: Evolution de $Br(r)$ selon la direction $\theta=90^\circ$ (rouge et tirets violet) et la direction $\theta=45^\circ$ (bleu et tirets cyan), pour différentes positions de z . La position de la paroi de la chambre à plasma est en pointillé.

Sur la Figure 42 est représentée l'évolution du champ magnétique dipolaire sur l'axe z (soit $By(z)$). On voit que l'intensité maximum sur l'axe est atteinte sous les aimants en arc avec une valeur de 0,125 T. Cette intensité, nécessaire pour fermer la résonance va dévier les ions dans le gap accélérateur. Ce point est étudié dans la partie suivante.

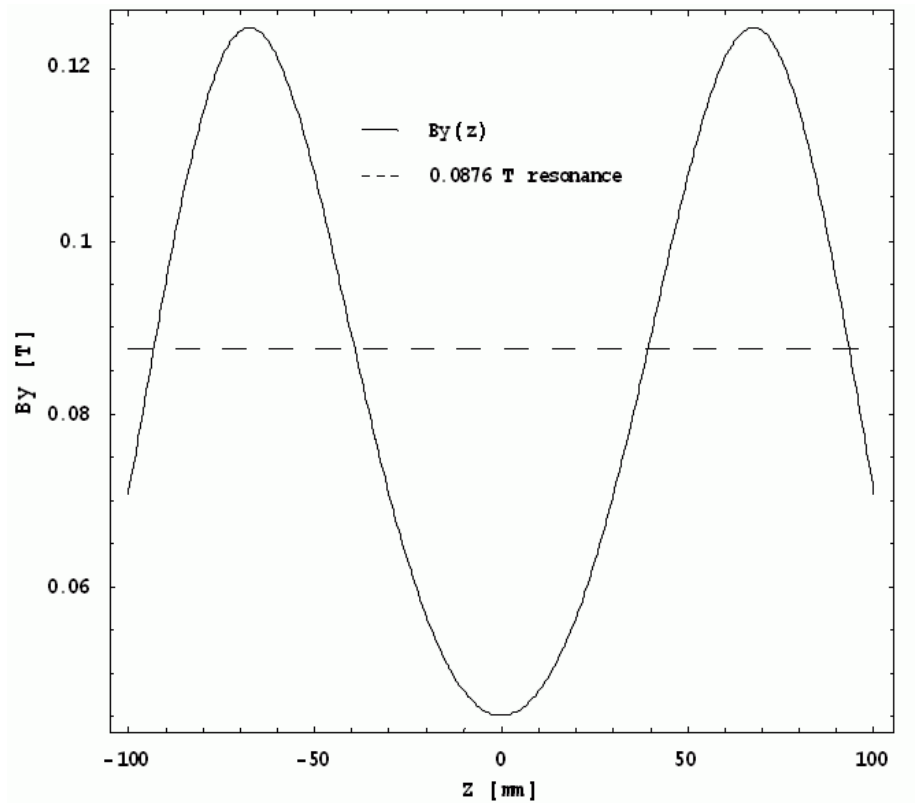


Figure 42: Profil du champ magnétique présent sur l'axe z . Dans SPEED, il s'agit d'un champ magnétique dipolaire (courbe $B_y(z)$), et non axial comme sur les sources d'ions classiques. Ce profil de champ correspond au champ magnétique de fuite au-delà de la côte de l'électrode plasma.

Conclusion

La structure magnétique 3D simulée sur la base d'une géométrie cylindrique a abouti à une solution viable pour la réalisation d'une source RCE 2,45 GHz. La résonance RCE est fermée et ne touche pas les parois de la chambre à plasma. La distance minimale entre la zone RCE et la paroi est de 18 mm. La résonance est fermée à l'injection et à l'extraction par des aimants formant un champ magnétique dipolaire. L'extraction des ions se réalise dans un champ magnétique perpendiculaire au champ électrique d'extraction et on peut espérer pouvoir extraire des faisceaux d'ions avec des distances inter électrodes très faibles, comme sur les sources Freeman. Cette extraction dipolaire est différente d'une extraction traditionnelle axiale comme dans l'ensemble des sources d'ions RCE. La source cylindrique simulée est compacte avec un diamètre extérieur de 180 mm et une longueur de 180 mm, avec un espace de 8 mm entre les aimants et la chambre à plasma.

IV.3. Etude de l'extraction des ions de la source d'ions SPEED

L'extraction des ions de SPEED est atypique pour une source d'ions RCE, puisque le champ magnétique dans la zone d'extraction est transverse au champ électrique, alors qu'habituellement le champ magnétique est parallèle au champ électrique accélérateur. Ce type d'extraction est cependant couramment sur les sources d'ions à filament avec une intensité de 10^{-2} T environ. Dans le cas de SPEED, l'intensité magnétique transverse est de 0,12 T et on s'attend à un effet important sur les trajectoires des ions. Afin de bien comprendre l'extraction des ions dans SPEED, une étude analytique est d'abord proposée pour estimer la déviation angulaire des faisceaux d'ions extraits. Une correction de trajectoire réalisée par un jeu de plaques électrostatique est présentée. L'étude analytique est ensuite validée à l'aide d'un calcul de trajectoire réalisé avec Comsol Multiphysics.

➤ Trajectoire des ions dans le gap accélérateur

Dans le gap accélérateur, l'équation du mouvement des ions s'écrit, en négligeant les effets de charge d'espace :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B} \quad (\text{IV. 1})$$

Afin d'estimer l'influence de la présence du champ magnétique transverse sur les ions, on se propose de résoudre cette équation différentielle dans un cas simple mais réaliste, en supposant d'abord que le champ électrique accélérateur est constante dans le gap de longueur d et seulement orienté selon l'axe z :

$$\vec{E} = \frac{V}{d} \vec{z} = E \vec{z}$$

On suppose ensuite que le champ magnétique est purement vertical et d'intensité B constante dans le gap :

$$\vec{B} = B \vec{y}$$

Sous ces hypothèses, l'équation du mouvement (dans un repère (x, y, z) défini sur les Figures 39-40) se réduit au système suivant :

$$\begin{cases} m\ddot{x} = -qB\dot{z} \\ \ddot{y} = 0 \\ m\ddot{z} = qE + q\dot{x}B \end{cases}$$

En posant $\omega_i = qB/m$ et $\omega_E = qE/m$ on peut réécrire le système d'équation sous la forme :

$$\begin{cases} \ddot{x} = -\omega_i\dot{z} \\ \ddot{y} = 0 \\ \ddot{z} = \omega_E + \omega_i\dot{x} \end{cases}$$

Afin de simplifier les calculs, on néglige la vitesse des ions à $t=0$, au bord du gap, et le repère est choisi de manière à ce que la position de la particule coïncide avec son point d'origine O (0,0,0). Avec ces conditions aux limites, la résolution des équations donne :

$$\begin{cases} x = \frac{\omega_E}{\omega_i^2} \sin(\omega_i t) - \frac{\omega_E}{\omega_i} t \\ y = 0 \\ z = \frac{\omega_E}{\omega_i^2} (1 - \cos(\omega_i t)) \end{cases} \quad (\text{IV. 2})$$

On constate d'abord que la particule dérive selon x, cette vitesse de dérive peut d'ailleurs s'écrire de manière plus générale $\vec{v}_d = \vec{E} \times \vec{B}/B^2$ (cette expression s'obtient directement en substituant \vec{v}_d dans la formule IV.1). On voit ensuite que le mouvement selon z est limité à la côte $z_{max} = \omega_E/\omega_i^2$ quel que soit t . La particule suit une trajectoire cycloïde et dérive selon l'axe x Figure 43. Appliquons ce résultat à SPEED dans le cas de l'extraction d'un proton H^+ qui a la masse la plus faible et qui subira donc la plus grande déviation (car $z_{max} \propto m$). Avec un gap de 10 mm, une tension d'accélération de 20 kV, un champ magnétique supposé uniforme de 0,12 T, on trouve que $z_{max} = 1,45$ m. L'ion peut donc bien être extrait dans le cas de SPEED. On déduit de l'équation de la trajectoire l'angle de déviation moyen θ_{gap} des ions en sortie du gap:

$$\tan \theta_{gap} \sim \theta_{gap} = \frac{\dot{x}(t(d))}{\dot{z}(t(d))} = 58 \text{ mrad}$$

On voit que l'effet du champ magnétique transverse n'est pas négligeable pendant la phase d'accélération. Pour un gap de 10 mm, les particules dérivent de 0,4 mm environ. On prendra soin de pratiquer un trou d'extraction de diamètre plus important dans l'électrode masse pour permettre aux ions de passer.

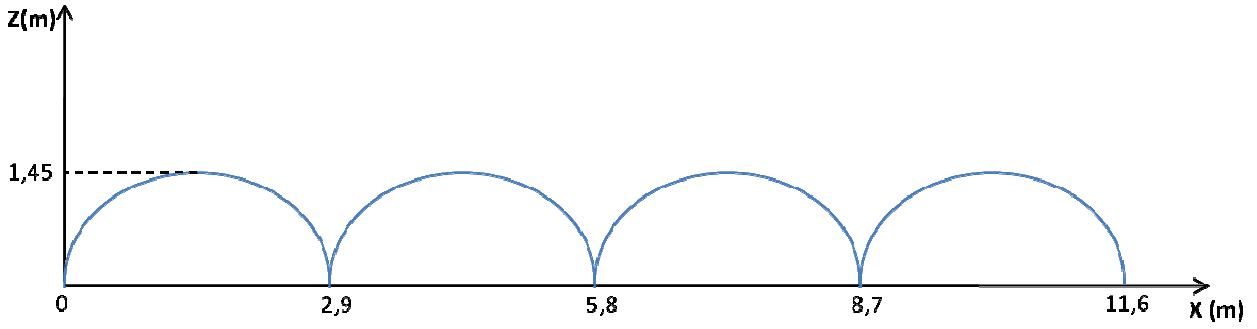


Figure 43 : Trajectoire cycloïde d'une particule soumise à un champ électrique de 20 kV et un champ magnétique uniforme de 0,12T.

➤ Trajectoire des ions dans le champ de fuite magnétique de SPEED

Regardons maintenant l'effet du champ magnétique de fuite de la source sur la trajectoire des ions, au-delà du gap accélérateur. Le profil du champ de fuite principal $B_y(z)$ est visible sur la Figure 42. Les composantes de champs de fuites dans les directions $B_x(z)$ et $B_z(z)$ sont nulles sur l'axe z et on néglige ces termes au voisinage de l'axe où le faisceau est extrait. Pendant les tests de la source d'ions, la position de l'électrode d'extraction est susceptible d'être déplacée entre le maximum de champ ($z=70$ mm) et la zone RCE ($z=43$ mm). Afin d'étudier le cas le plus défavorable, on suppose que le champ de fuite commence à $z=50$ mm. Pour calculer simplement l'ordre de grandeur du phénomène, on approxime l'effet du champ de fuite en calculant sa valeur moyenne, agissant sur la distance $l = z_2 - z_1$:

$$B_{fuite} = \frac{\int_{z_1}^{z_2} B(z) dz}{\int_{z_1}^{z_2} dz} \quad (IV. 3)$$

On choisit $z_1 = 50$ mm et $z_2 = 350$ mm et on néglige l'effet de rotation induit au-delà. L'intégration numérique donne alors $B_{fuite} \sim 0,0207$ T. L'équation du mouvement à résoudre est dans ce cas l'équation précédente avec le terme $E=0$. En choisissant un nouveau repère où l'origine est la sortie du gap et en supposant que la vitesse de l'ion y est purement axiale avec $\vec{v} = \sqrt{2qV/M}\vec{z}$, la trajectoire de l'ion dans le champ de fuite s'écrit (avec $\omega_f = qB_f/m$) :

$$\begin{cases} x = \frac{v}{\omega_f} (\cos(\omega_f t) - 1) \\ y = 0 \\ z = \frac{v}{\omega_f} \sin(\omega_f t) \end{cases} \quad (\text{IV. 4})$$

A l'aide de ces équations du mouvement, on peut estimer les angles de déviations θ_f des ions après le champ de fuite en $z=l$:

$$\tan \theta_f = \frac{\dot{x}}{\dot{z}} = \tan \left(\arcsin \left(\text{Bl} \sqrt{\frac{q}{2MV}} \right) \right) \sim \text{Bl} \sqrt{\frac{q}{2MV}} \quad (\text{IV. 5})$$

Le Tableau 9 contient les angles de déviations pour les espèces H^+ , H_2^+ , H_3^+ et O^+ à 20 et 60 kV de tension d'extraction. Cette fois, on voit que les angles de déviation sont prédominants : les ions sont naturellement déviés de plusieurs cm de l'axe de la ligne de transport. L'ion le plus dévié est le proton, car il a la masse la plus faible. Il faut bien noter que les valeurs numériques fournies par ce calcul simplifié ne donnent qu'un ordre de grandeur. En effet, une particule traversant un gradient de champ magnétique subit des forces supplémentaires qui ont été négligées ici.

HT	20 kV	60 kV
	Θ (mrad)	Θ (mrad)
H^+	319	182
H_2^+	216	128
H_3^+	176	104
O^+	76	45

Tableau 9: angles de déviation des ions, H^+ , H_2^+ , H_3^+ , O^+ pour plusieurs tensions d'extraction.

➤ Plaques de déviation électrostatiques

Afin de corriger ce phénomène, il a été décidé d'insérer au plus près de la zone d'extraction deux plaques de déviations électrostatiques. Les plaques ont une dimension de $35 \text{ mm} \times 35 \text{ mm}$ et sont écartées de $h=35 \text{ mm}$. Elles créent un champ électrique selon l'axe y qui va s'opposer à l'effet du champ de fuite magnétique. Les plaques sont placées directement dans le tube intérieur de l'électrode masse du système d'extraction, comme on peut le voir sur la Figure 44. L'ensemble forme une sorte de filtre de Wien qui va permettre de trier les

particules directement en sortie de source et limiter le phénomène de charge d'espace porté par le faisceau d'ions.

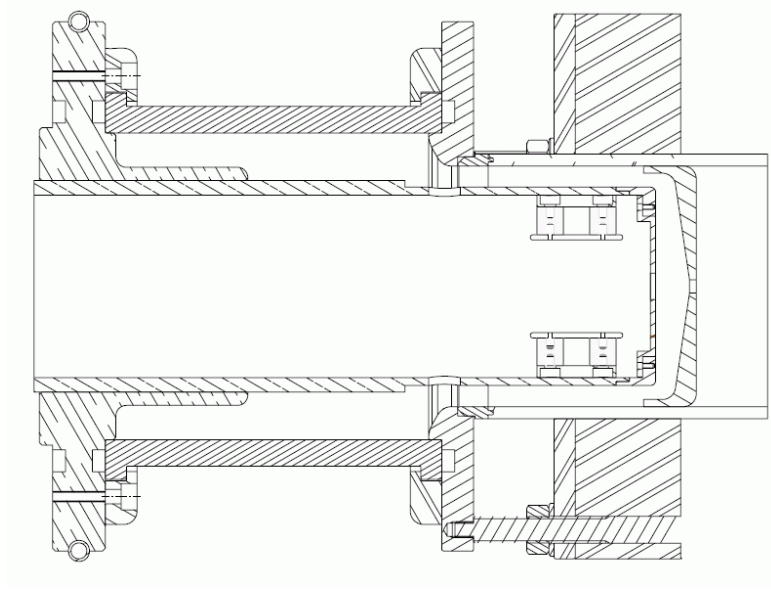


Figure 44: Plaques de déviations électrostatiques montées dans le tube de l'électrode d'extraction.

On suppose que l'intensité du champ électrique entre les plaques est constante et vaut $\vec{E} = \frac{U}{h} \vec{x}$ où U et h sont respectivement la différence de potentiel et la distance entre les plaques (la longueur axiale des plaques vaut également $h=35 \text{ mm}$). On ne prend pas en compte la présence d'un champ magnétique et on résout les équations du mouvement :

$$\begin{cases} m\ddot{x} = qE \\ \ddot{y} = 0 \\ \ddot{z} = 0 \end{cases} \quad (\text{IV. 6})$$

On place l'origine O du repère à l'entrée des plaques, si bien que les conditions initiales en position et en vitesse sont les suivantes :

$$\vec{v}(0) = \sqrt{\frac{2qV}{M}} \vec{z} \text{ et } \vec{OM}(0) = \vec{OO} = \vec{0}$$

On obtient facilement la trajectoire de l'ion entre les plaques :

$$\begin{cases} x = \frac{qU}{2hM} t^2 \\ y = 0 \\ z = \sqrt{\frac{2qV}{M}} t \end{cases} \quad (\text{IV. 7})$$

V étant la tension accélératrice de la source d'ions. Au bout des plaques, en $z=h$, l'angle moyen de déviation θ_E dans la direction x s'écrit :

$$\tan \theta_E = \frac{\dot{x}}{\dot{z}} = \frac{U}{2V} \quad (\text{IV. 8})$$

L'angle de déviation ne dépend ni de la charge, ni de la masse de la particule. On voit qu'il faudra appliquer une différence de potentiel importante entre les plaques pour corriger efficacement la trajectoire des faisceaux d'ions. Par exemple, pour redresser les protons de 20 keV, il faudra appliquer une tension de l'ordre de ~13 kV. Dans la pratique, la différence de potentiel U est réalisée au moyen de deux alimentations HT dont les tensions sont identiques et les polarités opposées, de sorte que le potentiel électrique sur l'axe vaut 0. Enfin, il faut noter que les plaques électrostatiques modifient l'énergie cinétique des ions :

$$T = \frac{1}{2}m\dot{z}^2 + \frac{1}{2}m\dot{x}^2 = qV \left(1 + \frac{U^2}{4V^2} \right) = qV(1 + \tan^2 \theta_E) \quad (\text{IV. 9})$$

On peut noter que la déviation du faisceau pourrait aussi être assurée par l'utilisation d'un champ magnétique dipolaire variable B , opposé au champ de fuite de la source d'ions. Le système des plaques électrostatiques a été choisi car il était plus facile à mettre en œuvre au niveau de la zone d'extraction.

➤ Validation des calculs avec COMSOL

Pour étudier l'extraction et le transport de faisceaux d'ions issus d'une source RCE, il existe plusieurs programmes commerciaux tels que Axcel-Kobra ou Beam3D [52,66,67]. Ne possédant pas au laboratoire ce type de logiciel, j'ai utilisé une fonctionnalité du logiciel Comsol Multiphysics qui permet de tracer à l'écran les trajectoires de particules en présence de champs magnétiques et électriques statiques. Pour ce faire, il a d'abord fallu simuler dans Comsol la structure magnétique en aimants permanents de SPEED, puis ensuite le système d'extraction équipé des plaques de déviations électrostatiques. Une fois les champs électriques et magnétiques calculés par le logiciel d'éléments finis, j'ai ensuite pu étudier l'extraction des ions et la correction de trajectoire induite par les deux plaques métalliques. Il n'est malheureusement pas possible d'exporter les trajectoires d'ions tracées dans COMSOL, par conséquent, l'analyse des résultats est faite avec des copies d'écran et des agrandissements numériques permettant de remonter aux valeurs moyennes des angles de déviation.

La Figure 45 représente la déviation naturelle induite par le champ magnétique dipolaire de SPEED pour une tension d'extraction de 20 kV. Les ions ioniques H^+ , H_2^+ et H_3^+ apparaissent respectivement en rouge, bleu et vert. On vérifie bien que les protons sont les plus déviés.

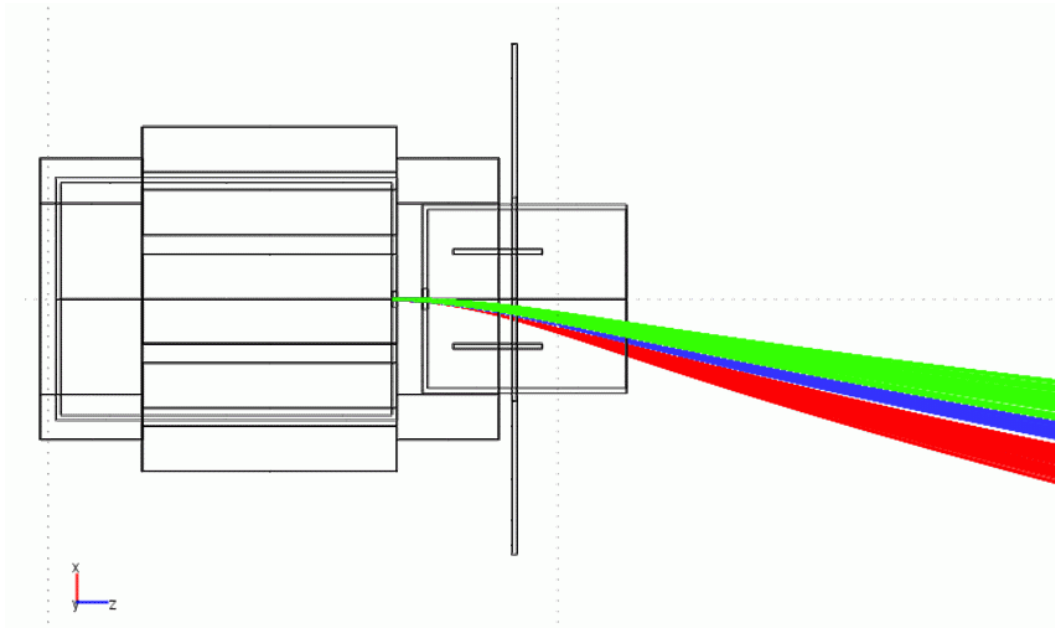


Figure 45: Trajectoires des ions en sortie de SPEED issus d'un plasma d'Hydrogène à 20 kV. Les espèces ioniques H^+ , H_2^+ et H_3^+ apparaissent respectivement en rouge, bleu et vert.

La simulation permet de déterminer avant les premières expériences les tensions électriques de déviation attendues pour redresser les trajectoires des 3 espèces d'hydrogène. Ces valeurs sont regroupées dans le

Tableau 10 avec les angles de déviation des faisceaux correspondants. Les valeurs de tensions trouvées sont en bon accord avec la formule approchée (IV. 8), signifiant que les effets de bord de cette géométrie sont négligeables. A l'inverse, on voit que les angles de déviations simulés sont légèrement inférieurs à ceux calculés avec le modèle simple de déviation dans un champ magnétique uniforme. L'origine de l'écart est la force de dérive introduite par la présence d'un fort gradient de champ magnétique dans le champ de fuite et qui a été négligée dans les calculs.

espèce	$U_{\text{déviation}}$ (kV)	Θ_{COMSOL} (mrad)	$\Theta_{\text{théorique}}$ (mrad)
H^+	5,2	252	254
H_2^+	3,9	191	192
H_3^+	3,4	158	168

Tableau 10: Résultat de la simulation à 20 kV pour les ions hydrogène.

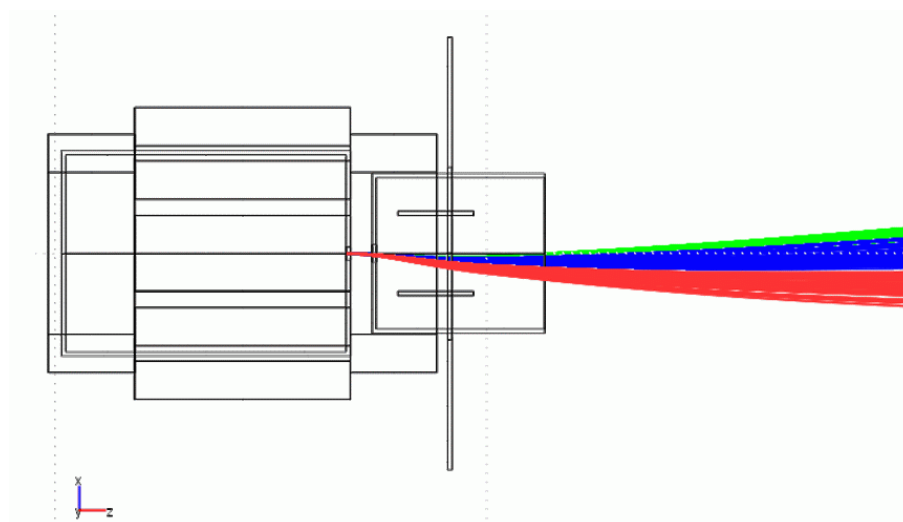


Figure 46 : Correction de trajectoire optimisant le transport de l'espèce H_2^+ simulé avec COMSOL.

IV.4. Dessin mécanique et montage de la source

La conception mécanique de la source SPEED a été faite en collaboration avec le Service d'Etude et de Réalisation Mécanique du LPSC. Une vue en coupe du corps de source est présenté sur la Figure 47. La chambre à plasma est composée de deux parois cylindriques concentriques en acier inoxydable entre lesquelles de l'eau circule pour assurer le refroidissement de la source en fonctionnement. Son épaisseur radiale est de 5 mm. Le diamètre libre intérieur de la chambre à plasma est de 90 mm, identique à celui de PK245. Les aimants constituant SPEED sont assemblés sur 3 couronnes massives indépendantes en alliage d'aluminium. J'ai calculé les forces agissantes entre les aimants avec le logiciel Radia et simulé le processus de montage. J'ai mis en évidence que les forces magnétiques atteignent 274 N pendant le montage. Par conséquent, des outils de montage ont été réalisés permettant de sécuriser toutes les phases de montage et de démontage des couronnes. Dans chaque couronne, des logements pour les aimants ont été usinés par électroérosion. Pendant les phases intermédiaires de montage de chaque couronne, les aimants sont bloqués en position grâce à des capots démontables. La Figure 48 contient des photos des couronnes prises pendant le montage. La couronne centrale hexapolaire est visible en a), c'est la plus facile à monter. Compte tenu de leurs grandes dimensions, les aimants en arc ont été fabriqués en deux parties par l'industriel, si bien qu'une couronne dipolaire contient 4 aimants. On peut voir une couronne dipolaire en cours de montage sur la photo b) garnie avec deux faux aimants en laiton et deux aimants. Les pièces en laiton qui assurent le maintien en position du demi-aimant déjà monté lorsque l'aimant complémentaire est approché. Les aimants constituant SPEED ont été fournis par la société VACUUMSCHMELZE GMBH. Le Tableau 11 contient toutes les informations techniques sur les propriétés magnétiques des aimants et un calcul des champs de désaimantation des aimants des pôles 1 et 2 est proposé en annexe. L'assemblage des couronnes est assuré par un jeu de trois tiges qui permettent de centrer les couronnes entre elles. La Figure 48 d) montre une photo avec 2 couronnes empilées, les capots de protection sont encore présent. Une fois les couronnes suffisamment proches, les capots sont enlevés et les trois couronnes serrées entre elles par des écrous. Il ne reste plus qu'à insérer la chambre à plasma et à placer de chaque côté les brides assurant l'étanchéité au vide garnies de joints toriques. Le corps de source assemblé est présenté sur la Figure 48 e) Les dimensions hors tout de la source sont de 180 mm de diamètre et 280 mm de longueur.

Les pièces permettant de tenir les aimants en place sont en aluminium. Le dessin ne contient pas de partie en fer aimantable.

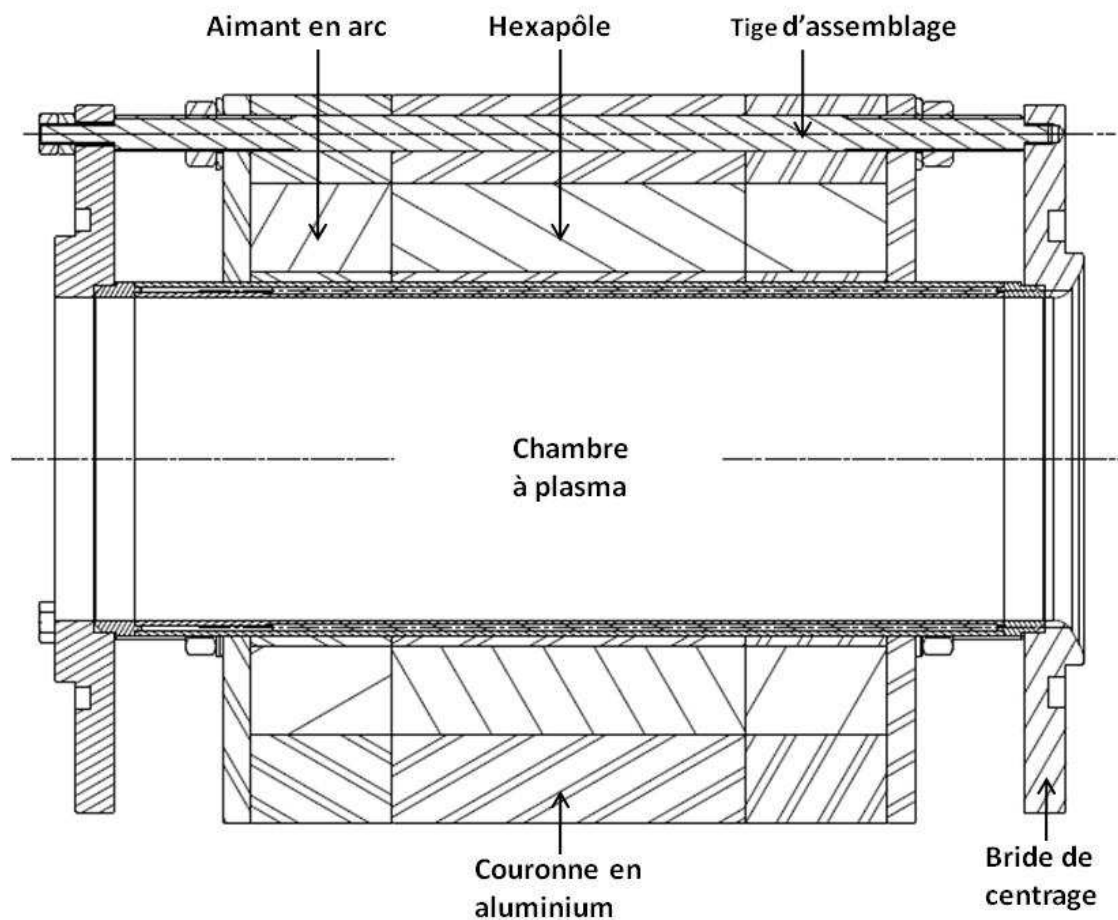


Figure 47 : Schéma de la source SPEED.

Nom aimant		Matière	
Pôle 2,5		VD633HR	
Pôle 1, 3, 4, 6		VD655HR	
Arc		VD633HR	
Caractéristiques magnétiques des aimants VaccumSchmelze utilisés			
		VD655HR	VD633HR
B _r	(T)	1.22	1.28
H _{cB}	(kA/m)	925	970
H _{cJ}	(kA/m)	1670	1275
(BH) _{max}	(kJ/m ³)	280	305

Tableau 11: Caractéristiques des aimants utilisés pour construire SPEED.

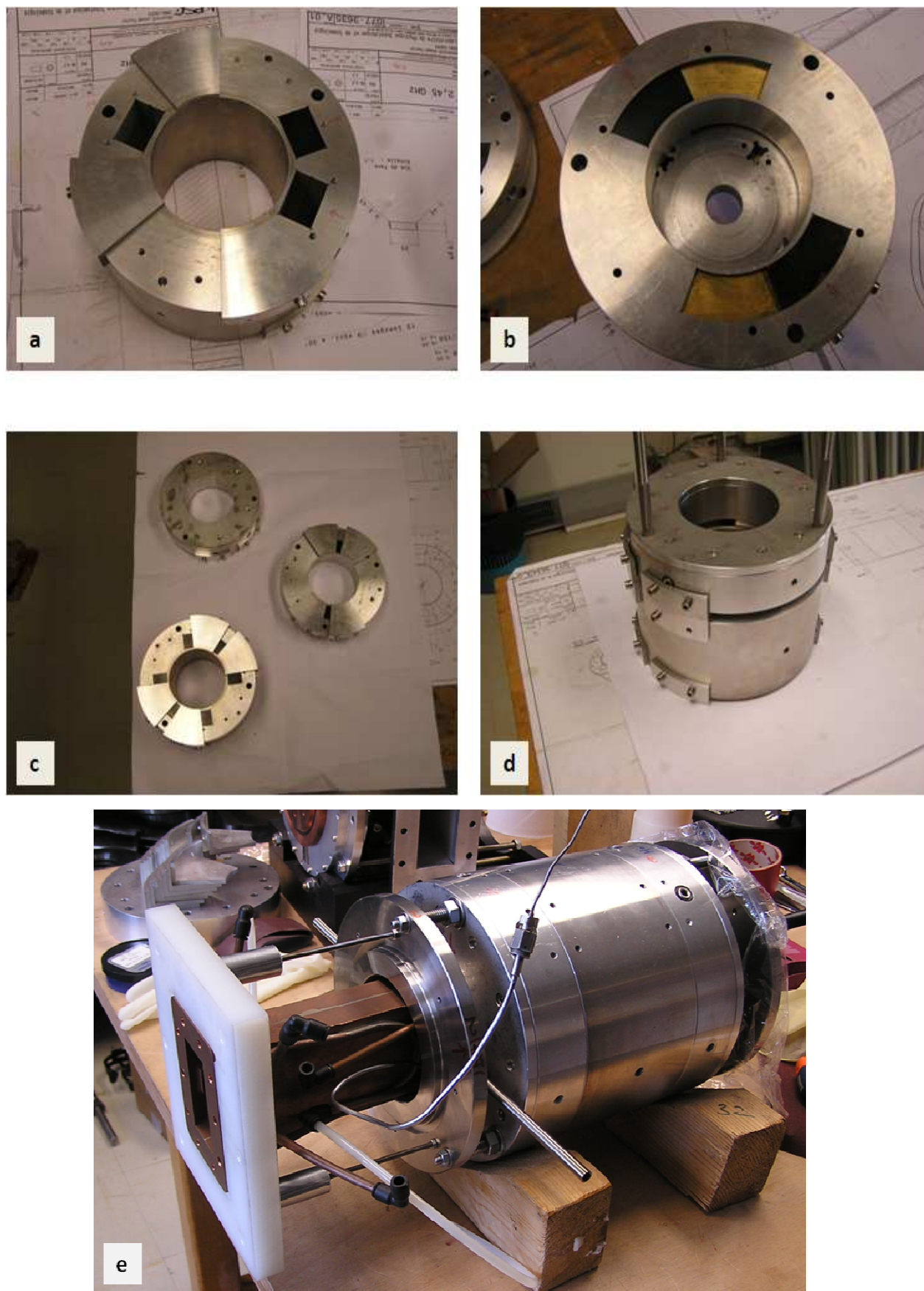


Figure 48: Photos de montage de la source SPEED.

IV.5. Mesure de champ magnétique et comparaison avec la simulation

Afin de valider les calculs de simulation de champ magnétique présentés précédemment, un ensemble de mesures magnétiques a été réalisé au moyen d'un Gaussmètre équipé d'une sonde Hall axiale ou radiale. Les valeurs expérimentales seront utilisées comme référence pour placer l'électrode plasma et la bride d'injection HF par rapport à la zone de RCE.

Afin de positionner au mieux la sonde Hall dans le champ magnétique, un outil de mesure a été réalisé spécialement en PVC. Une photographie de l'outil présenté devant la source d'ions est proposée sur la Figure 49. Il s'agit d'un cylindre dont le diamètre extérieur est ajusté au diamètre intérieur des couronnes d'aimants. Le cylindre est muni d'une saignée axiale dans laquelle on vient loger un porte-sonde, ce dernier étant ajusté à la dimension de la saignée. Le porte sonde permet de centrer la sonde par rapport à la saignée. Un jeu de cale a été fabriqué de manière à pouvoir placer le porte sonde à plusieurs rayons. Enfin, des traits de mesure de position ont été tracés sur l'outil, de sorte qu'il est possible de connaître la position de la sonde dans la structure magnétique avec une précision de l'ordre de 1 mm.



Figure 49: Dispositif de mesure du champ magnétique de la source.

Compte tenu de la géométrie mécanique, le système de coordonnées utilisé pour les mesures est cylindrique, telle que la direction du faisceau sortant corresponde à l'axe orienté z . La côte $z=0$ correspond au centre de la structure magnétique. Le gaussmètre utilisé est un BELL 5080 ayant une incertitude de mesure de champ magnétique de 5%. Cette incertitude est suffisante dans notre cas.

➤ Mesure du champ magnétique sur l'axe z

Par construction, la seule composante non nulle du champ magnétique sur l'axe z est la composante verticale B_y . La mesure expérimentale du profil de $B_y(z)$ est tracée sur la Figure 50 et superposée avec la courbe simulée avec Radia. Les valeurs expérimentales de $B_y(z)$ sont en bon accord avec les calculs. Cependant on note un léger décalage au milieu, où les mesures expérimentales sont plus fortes que les valeurs simulées. L'écart relatif atteint localement 8%, ce qui au final n'est pas gênant pour le fonctionnement de la source d'ion. Outre les 5% d'incertitude du gaussmètre, plusieurs hypothèses sont possibles pour expliquer cet écart. Il y a d'abord l'axe d'aimantation des aimants qui est défini à quelques degrés près. Il y a aussi la rémanence des aimants qui fluctue également de quelques pour-cent d'un aimant à un autre. Le champ magnétique de RCE est indiqué par la ligne horizontale (tiret en vert). On voit que la zone de RCE coupe l'axe en 43 mm.

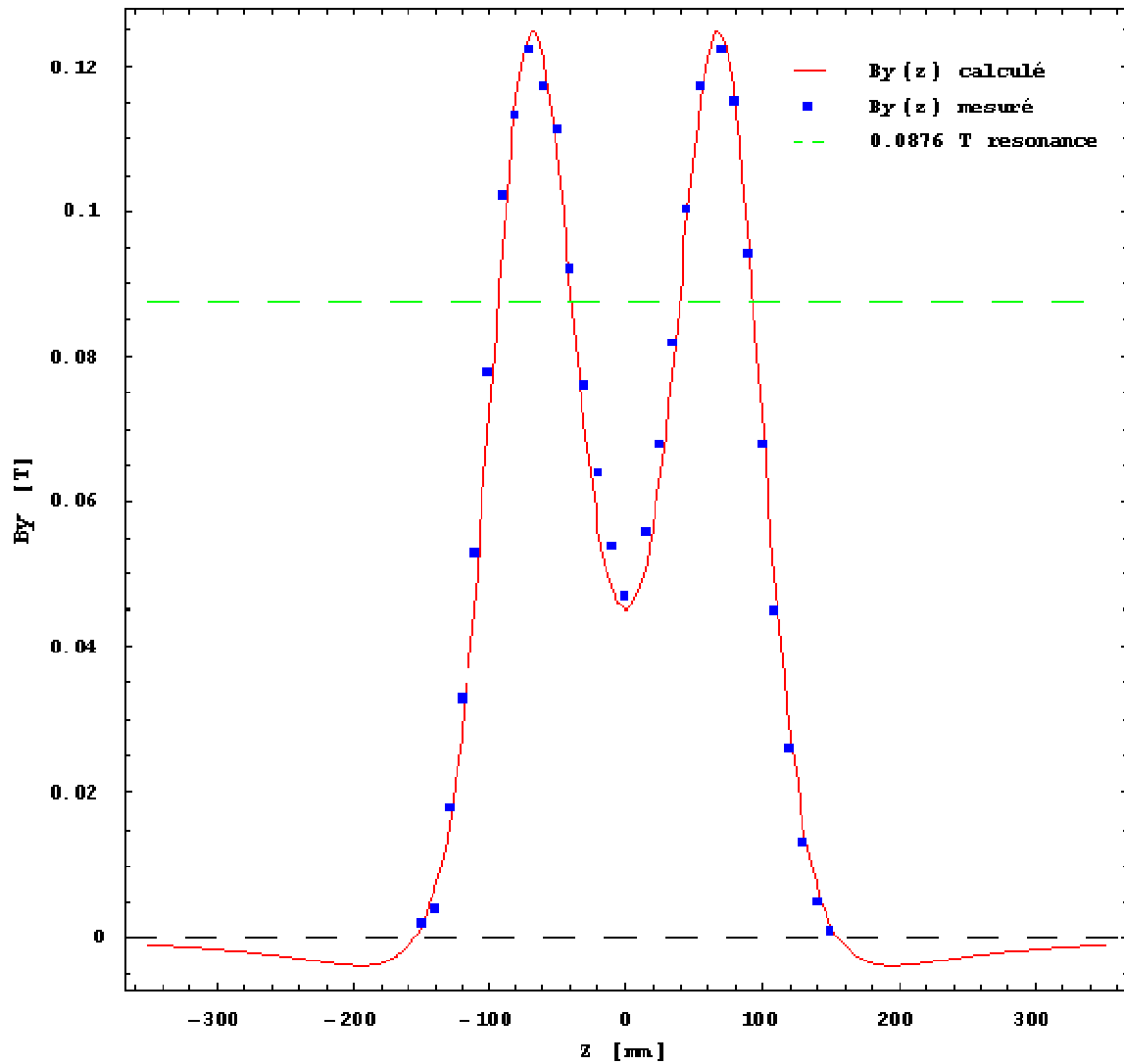


Figure 50: Profil du champ B_y sur l'axe z de la source.

➤ Mesure de la composante radiale dans l'hexapole en fonction du rayon

Sur la Figure 51 est représenté le profil de champ $B_r(r)$ mesuré et simulé dans le plan $z=0$, le long de trois azimuth : $\theta = 0^\circ$, 45° et 90° . On se situe ici au centre de l'hexapole et on s'attend à mesurer un comportement hexapolaire. L'angle de visée $\theta = 45^\circ$ pointe vers le pôle 1, l'angle de visée $\theta = 90^\circ$ pointe vers le pôle 2, tandis qu'il n'y a pas d'aimants dans la direction $\theta = 0^\circ$ et la valeur nulle mesurée est normale puisque dans le plan $y=0$, le champ magnétique est purement vertical, donc $B_r=0$. On constate un bon accord entre les points expérimentaux et les courbes simulées, sauf encore vers le centre où les mesures

expérimentales sont plus fortes que les valeurs simulées. Il s'agit du même phénomène observé sur la mesure précédente.

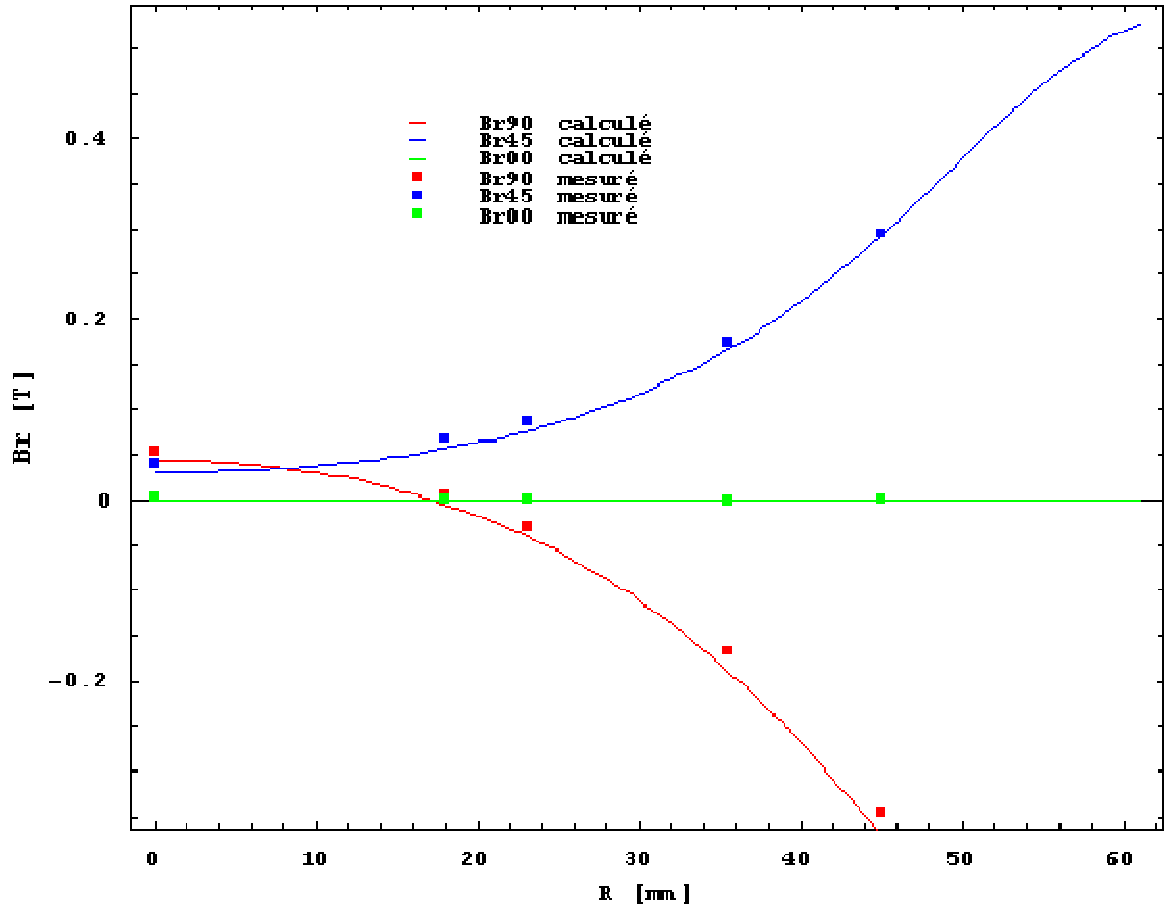


Figure 51: Evolution de la composante radiale du champ magnétique en fonction du rayon pour les angles de visée $\theta = 0^\circ$, 45° et 90° dans le plan $z=0$.

➤ Mesure de la composante radiale dans l'hexapole en fonction de l'angle θ

Les dernières mesures présentées (Figure 52) concernent l'évolution du champ magnétique radial en bord de chambre, à savoir en $r=45$ mm, en fonction de l'angle θ dans le plan $z=0$. On voit clairement l'alternance des 6 pôles, et l'aimantation plus forte des pôles 2 et 5. On constate d'ailleurs pour ces deux pôles l'écart le plus significatif entre la mesure et la simulation. Là, l'origine de l'écart est claire : l'aimantation de ces deux aimants est légèrement inférieure à celle de la simulation de 5%. Mais ce point est totalement secondaire en termes de source RCE. Une simulation, non présentée ici, prenant en compte les valeurs

expérimentales des aimantations permet de retrouver les points expérimentaux avec une excellente précision de l'ordre du pour-cent.

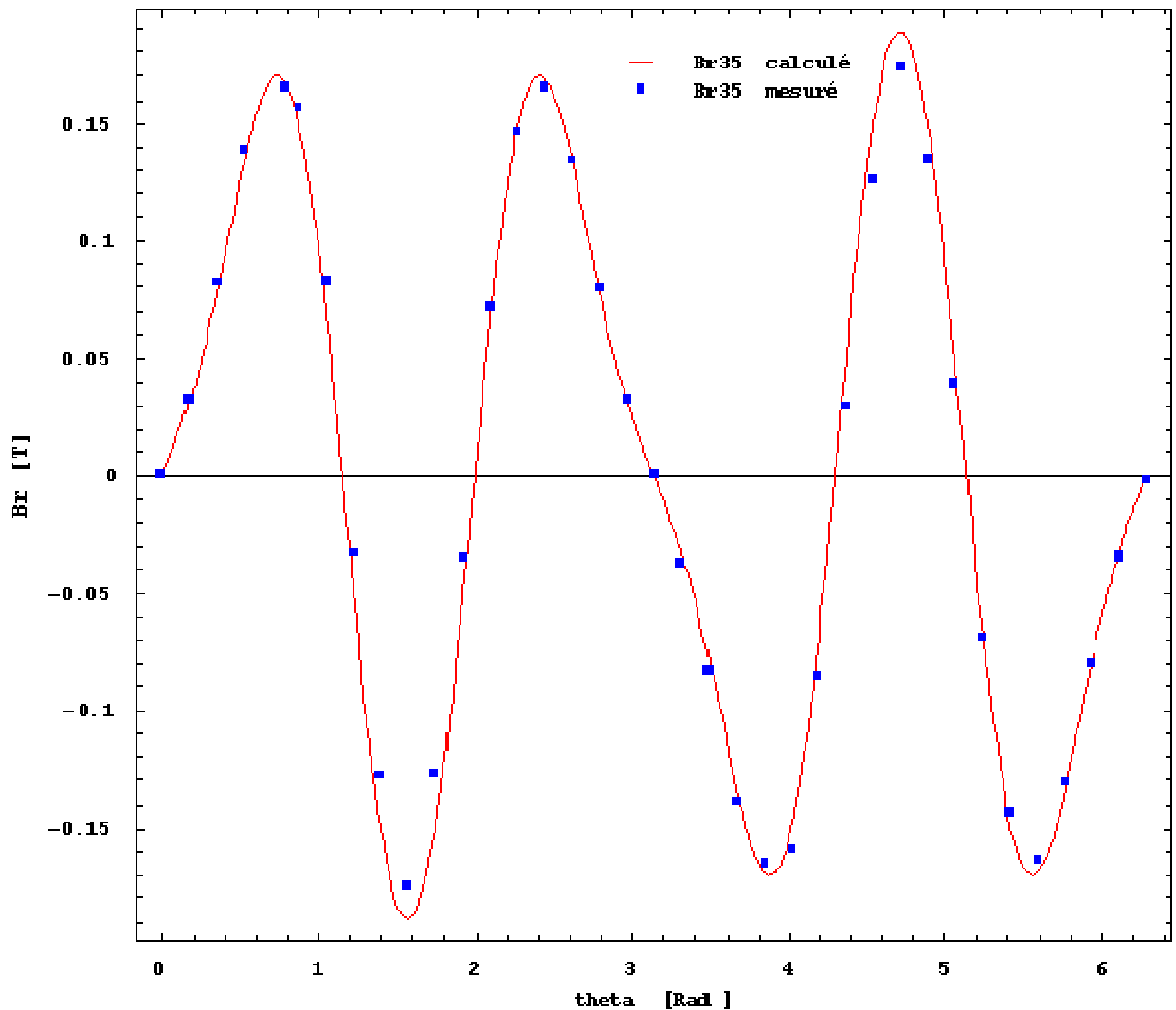


Figure 52: Evolution de la composante radiale du champ magnétique en fonction de l'angle θ , pour $r=45$ mm et dans le plan $z=0$.

Conclusion

Les mesures effectuées ont permis d'obtenir les profils de champ $B_y(z)$ sur l'axe, ainsi que $B_r(r)$ et $B_r(\theta)$ dans le plan $z=0$. On trouve un assez bon accord entre les points de mesure et la simulation, sauf au centre où le champ magnétique dipolaire expérimental est légèrement plus intense de 8% (incertitude de mesure). Ces mesures valident l'étude par simulation. Elles nous ont permis aussi de bien repérer la position de la résonance et de s'assurer que tous les aimants étaient bien montés.

IV.6. Test de la source SPEED

Dans cette partie, nous présentons les résultats de la première campagne de test de faisceau menée avec la source d'ions SPEED (Source d'ions à aimants PERmanents et Extraction Dipolaire). Démarrer une nouvelle source d'ions est toujours une aventure, spécialement à 2,45 GHz, car le fonctionnement expérimental est toujours différent de celui escompté au départ, et les premières études débouchent généralement sur des corrections des dessins mécaniques et parfois magnétiques. Les tests de SPEED, comme on le verra, n'échappent pas à cette règle.

➤ Tests d'amorçage du plasma de SPEED

Le premier test réalisé a consisté à étudier les conditions d'amorçage du plasma de SPEED en fonction de la puissance HF injectée dans la cavité. La première configuration étudiée a consisté à placer la fenêtre d'injection HF en $z=-50$ mm et l'électrode plasma en $z=50$ mm (se référer à la Figure 50 pour visualiser la position de la cavité par rapport au profil de champ magnétique axial). La longueur de la cavité est dans ce cas de 100 mm, ce qui correspond à la configuration de la source de Taylor. Le premier résultat est qu'on observe expérimentalement un très bon amorçage dans cette configuration. La courbe d'amorçage correspondante en fonction de la pression dans la ligne est présentée sur la Figure 53 avec les points en diamant. On voit que dès 130 W de HF, le plasma s'amorce quand la pression de la ligne est supérieure à 6×10^{-7} mbar. Il faut relativiser la valeur de 130W indiquée par l'émetteur. En effet, la documentation du constructeur spécifie que le niveau de puissance d'un magnétron en dessous de 200W est très mal défini. En toute rigueur, on peut seulement dire que la puissance d'amorçage est inférieure ou égale à 130W. Cette facilité d'amorçage est due à la présence du minimum-B. En effet dans une source à minimum-B, la surface importante de la zone RCE et le piégeage des électrons augmente leur probabilité de chauffage à l'injection des micro-ondes. Pour des pressions inférieures, le plasma s'amorce toujours, mais à plus haute puissance. Au vide résiduel de 4×10^{-7} mbar, le plasma s'allume pour une puissance de 700W. Ce résultat est intéressant car il permet déjà de recouper le choix d'une cavité de 100 mm dans le cas de la source de Taylor (présentée succinctement dans le chapitre 2) qui a été optimisé expérimentalement par les auteurs. Dans le cas de SPEED, ces 100 mm de cavité ne sont pas appropriés car la fenêtre HF se trouve alors très près de la zone de RCE, ce qui pourrait l'endommager. Dans la deuxième configuration étudiée, la fenêtre HF

est reculée de $\lambda/4 \sim 32$ mm, si bien que la longueur de cavité totale est de 132 mm. L'avantage de cette configuration est que les lignes de champ magnétiques qui interceptent la fenêtre HF ne croisent pas la zone de RCE. C'est ici un point fort de la source d'ions SPEED car dans les sources axisymétriques, le plasma fuit abondamment vers la fenêtre HF et le phénomène de pulvérisation érode doucement celle-ci. La courbe d'amorçage de cette nouvelle configuration est indiquée par des carrés sur la Figure 51. On constate que les capacités d'amorçage sont excellentes au dessus de 7×10^{-7} mbar. Pour les pressions inférieures, la puissance d'amorçage croît plus vite vers 700W et la limite basse de pression d'amorçage est de $\sim 5 \times 10^{-7}$ mbar. Bien que manifestement le couplage HF soit moins bon dans cette deuxième configuration, c'est celle position de fenêtre HF qui est retenue pour l'ensemble des tests, la priorité étant mise sur sa protection en fonctionnement. Dans la pratique, l'amorçage correspond à une montée brutale du courant débité par l'alimentation HT lorsqu'on injecte de la puissance HF dans la source. C'est un paramètre important dans l'étude expérimentale de la source d'ions.

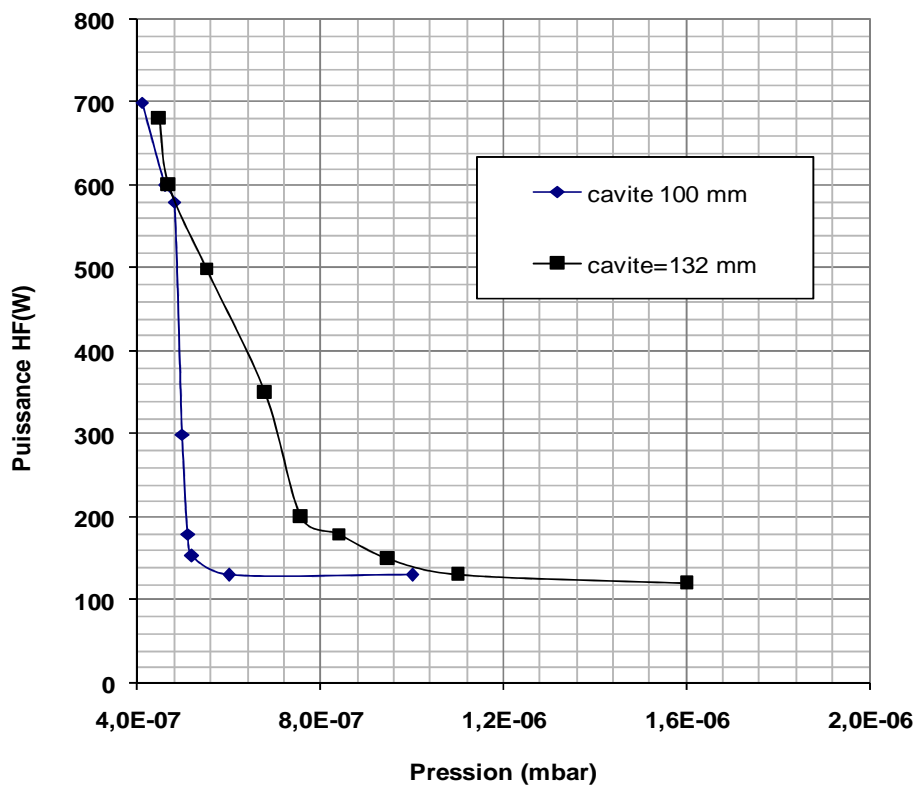


Figure 53: Evolution de la puissance HF d'amorçage en fonction de la pression.

➤ Premier faisceau et validation de la déviation des plaques électrostatiques

Dans la coupelle de Faraday CF_1 , on s'attend à ne pas pouvoir observer les 3 faisceaux en même temps, puisque les faisceaux sont séparés dès l'extraction par le champ magnétique dipolaire. Ce qui apparaît comme un inconvénient pourrait à terme devenir un avantage dans le cas de la production de faisceau d'ions très intenses, car la séparation des espèces permet de réduire la charge d'espace du faisceau total. La Figure 54 montre l'évolution expérimentale du courant mesuré dans la coupelle de Faraday CF_1 en fonction de l'angle de déviation électrostatique induit par les plaques de déviation. Afin d'éviter les claquages à haute tension (car on est aux premiers tests de la source), la tension d'extraction de la source est de 15 kV et le courant débité par l'alimentation HT est de 1,55 mA. A la hauteur de la coupelle CF_1 , les faisceaux de H^+ , H_2^+ et H_3^+ sont partiellement séparés et on mesure effectivement une courbe ressemblant à un spectre d'ions de mauvaise résolution. Un ajustement simple est proposé en supposant que le profil des 3 faisceaux est gaussien.

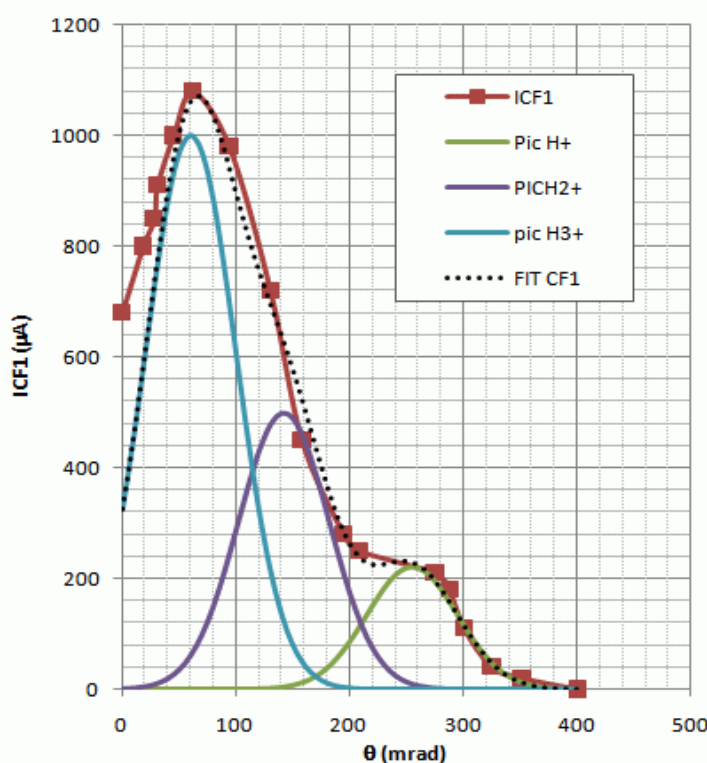


Figure 54: Mesure de courant dans la coupelle de Faraday CF_1 en fonction de l'angle de déviation électrostatique. Un ajustement (pointillé : somme des 3 gaussiennes) est superposé pour tenter de reproduire la forme du profil.

On voit qu'il est possible d'expliquer la forme du profil de courant en considérant la contribution des trois courants H^+ , H_2^+ et H_3^+ . L'ajustement est satisfaisant pour les valeurs de $\theta > 100$ mrad. L'écart à l'ajustement pour les petites déviations électrostatiques vient du fait

que dans ce modèle, on ne prend pas en compte la taille relative de la coupelle CF_1 par rapport à celle des faisceaux. La portée de cet ajustement est essentiellement qualitative : on voit que la somme des courants d'ions dans ce modèle simple est d'environ 1,7 mA alors que le courant débité par l'alimentation HT est de 1,55 mA.

➤ Reconstruction des spectres d'ions avec SPEED

La séparation des ions en sortie de source a aussi des conséquences sur les mesures de spectre d'ions. En effet, à l'entrée du dipôle, pour une déviation électrostatique donnée, la séparation spatiale des trois faisceaux d'ions est supérieure au diamètre du tube de transport et une partie du faisceau touche les parois. Si bien qu'en aval du dipôle, il n'est pas possible de mesurer le spectre avec les 3 espèces ioniques. La condition de transport optimal d'une espèce ionique en bout de ligne nécessite d'une part un réglage adapté de la tension des plaques de déviations et d'autre part les réglages appropriés du champ magnétique du dipôle et de la lentille Glaser. On observe expérimentalement que le spectre associé au réglage du transport des H^+ contient seulement une faible partie du faisceau H_2^+ et pas d'ions H_3^+ . Pour le réglage associé au transport des ions H_2^+ , une petite partie du faisceau d' H_3^+ parvient à passer et réciproquement pour le réglage H_3^+ . Le phénomène est illustré sur la Figure 55 qui superpose les trois spectres bruts obtenus pour les valeurs de déviation angulaires de 11,8, 7,5 et 5,4 kV optimisant respectivement le transport des ions H^+ , H_2^+ et H_3^+ à une tension d'extraction de 18 kV. Les données brutes sont ensuite analysées en corrigeant l'effet d'augmentation de l'énergie cinétique transverse des ions due aux plaques électrostatiques puis affiché en fonction du rapport masse sur charge m/q sur la Figure 56. La correction en tension améliore le remplacement des pics mais les pics ne sont pas toujours idéalement placés en fonction de m/q . Les effets participants à cet écart sont d'une part l'angle moyen avec lequel le faisceau rentre dans le dipôle, ce qui modifie la valeur du champ magnétique nécessaire pour redresser la trajectoire vers la coupelle de Faraday CF_2 et d'autre part, le fait que le champ magnétique du dipôle n'est pas mesuré pendant le spectre. C'est en fait la consigne de commande en courant de l'aimant qui est utilisée pour définir l'axe des abscisses. Le phénomène d'hystérésis du dipôle n'est donc pas pris en compte dans les mesures de spectre.

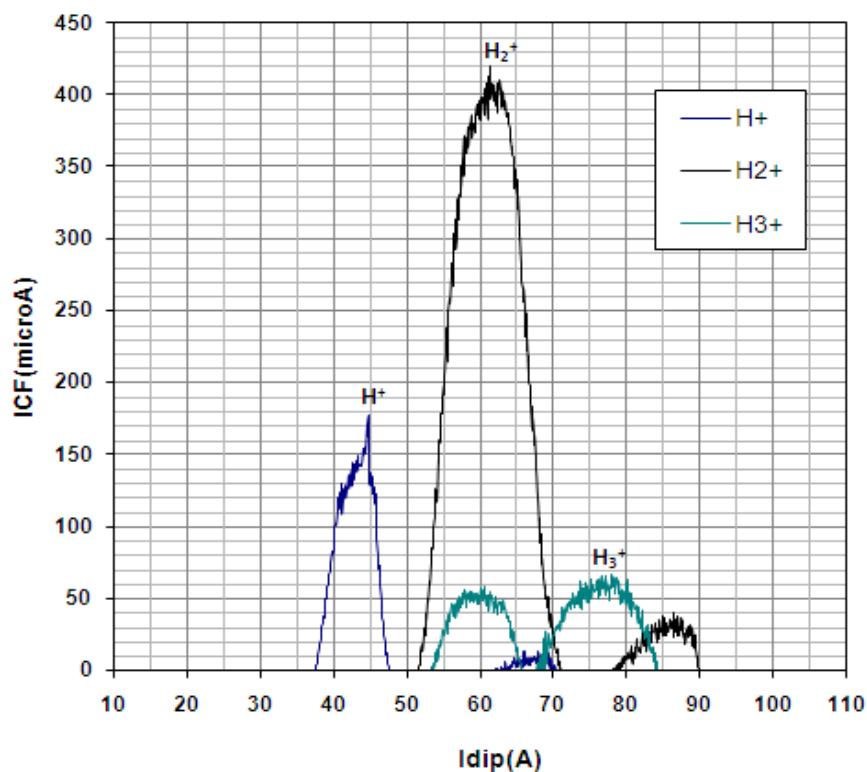


Figure 55 : Superposition des trois spectres bruts correspondant à un optimum de déviation électrostatique des H^+ , H_2^+ et H_3^+ .

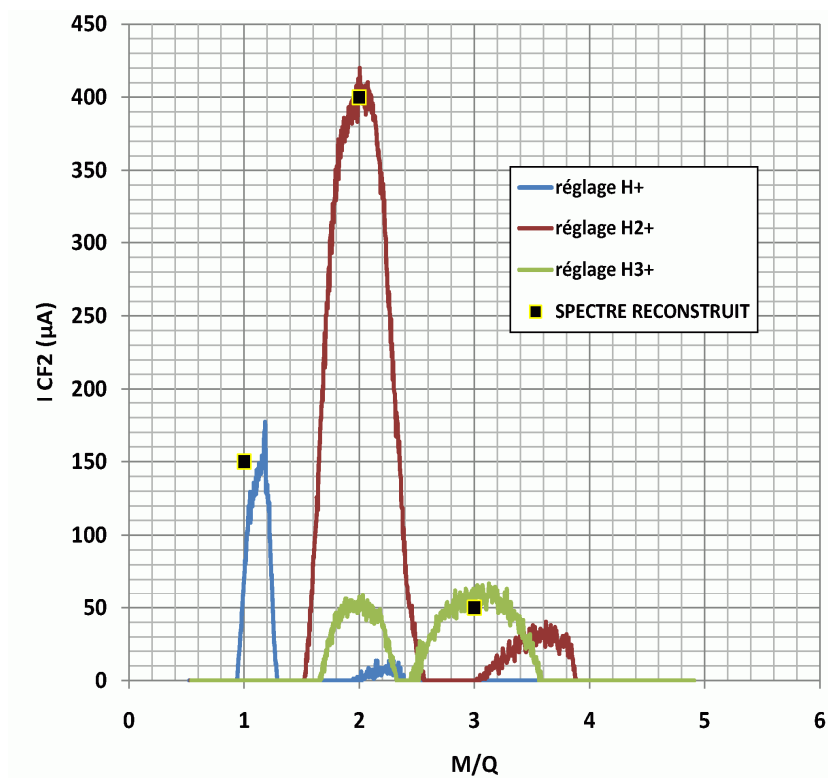


Figure 56 : Spectre d'ions exprimé en unité de M/Q . Le courant d'ions est exprimé en fonction du rapport masse sur charge.

➤ Densité de courant extraite de SPEED

Les premiers tests de SPEED ont été réalisés avec une électrode d'extraction plate (diamètre $\varnothing 5$ mm), ainsi qu'une l'électrode masse également plate (diamètre $\varnothing 8$ mm), comme présenté sur la Figure 44. Le courant total mesuré extrait de SPEED dans cette configuration s'est avéré très faible, de l'ordre de $500 \mu\text{A}$. Ces mesures de courants, réalisées sur la coupelle CF_1 étaient bien confirmés par le débit de courant de l'alimentation HT. L'électrode plasma a été déplacée progressivement vers la zone de RCE mais le courant d'ions extrait est resté stable, autour de $500 \mu\text{A}$. D'autre part, une étude de montée en tension a été menée également et a révélé l'apparition de claquages internes inattendus pour une HT supérieure à 35 kV. Un démontage des électrodes a permis de localiser les claquages sur les deux zones où la distance HT-masse est la plus faible selon l'axe vertical dipolaire, soit en face des 2 pôles magnétique des aimants en arc. Ce problème a été laissé de côté afin de continuer l'étude, mais une augmentation de la distance HT/masse dans cette zone sera indispensable pour monter la tension jusqu'à 60 kV.

Afin de tenter d'augmenter les intensités d'ions extraites de la source, le dessin des électrodes d'extraction a été modifié comme cela est indiqué sur la Figure 57. L'idée de ce nouveau dessin est de permettre aux électrons traversant la zone de RCE au voisinage du trou d'extraction de se propager jusqu'au bout du miroir magnétique (voir la coupe A-A de la Figure 40) de manière à augmenter leur énergie et leur nombre, afin d'augmenter la densité locale du plasma.

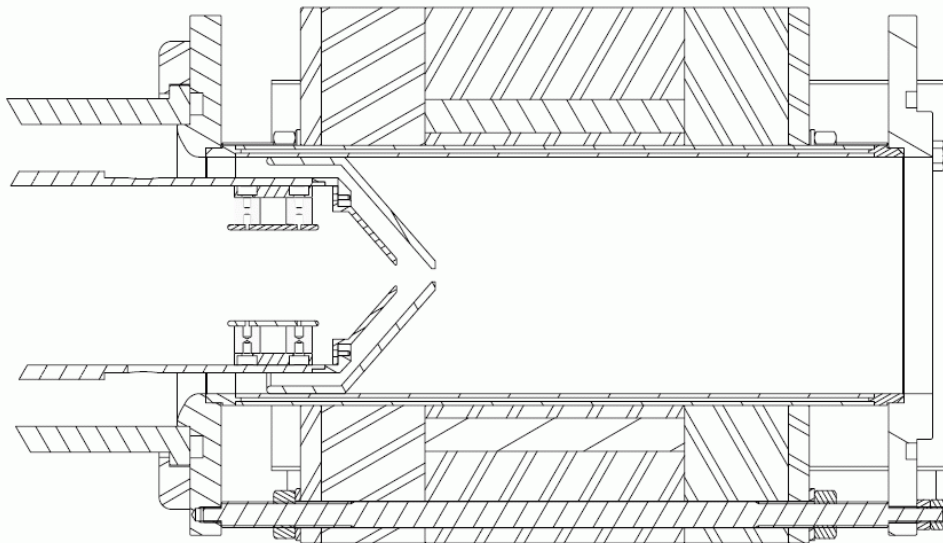


Figure 57 : Modification de la forme des électrodes d'extraction de SPEED.

Dans cette nouvelle configuration, les diamètres des trous de l'électrode plasma et de l'électrode masse sont respectivement 5 et 8 mm. Les premiers tests ont montrés que le courant total ionique extrait a augmenté significativement. Les résultats de spectres présentés précédemment ont été réalisés avec cette configuration d'extraction conique. Il faut noter que le problème de tenue HT s'est dégradé avec ce nouveau dessin en raison de distance masse électrode encore plus petite dans la région radiale dipolaire (au voisinage de l'axe vertical). Cette limitation de tenue en tension pourra être résolue aisément ultérieurement en augmentant la distance HT/masse dans la zone sensible, maintenant clairement identifiée.

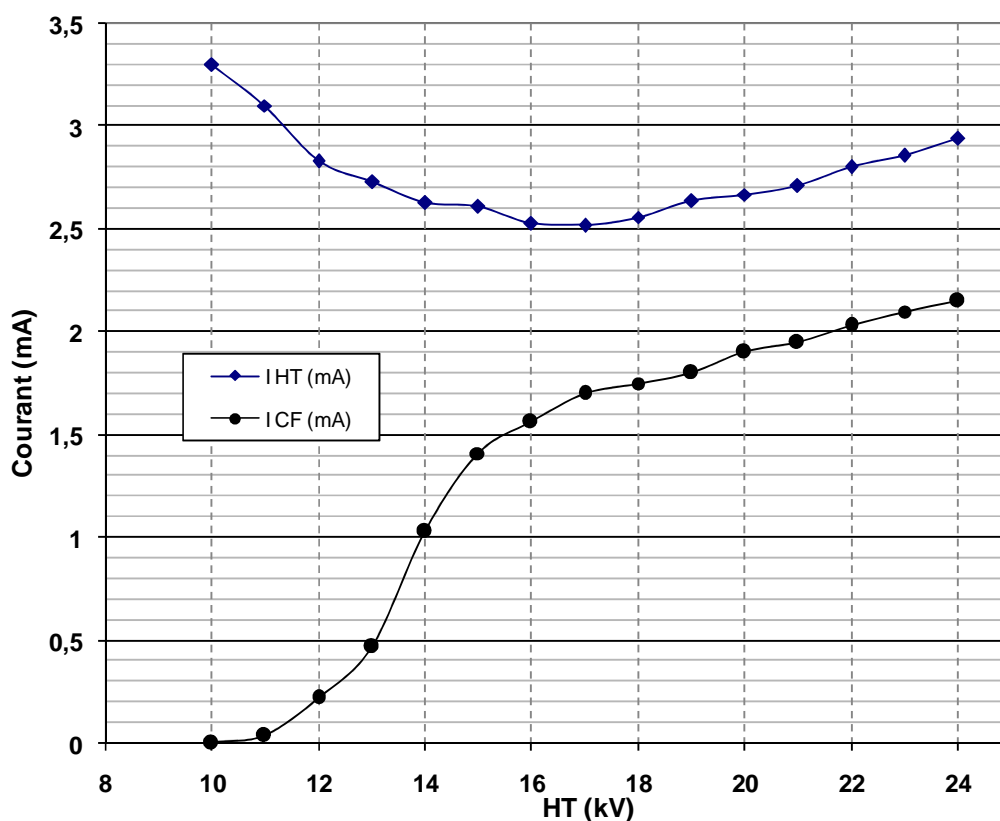


Figure 58 : Evolution des courant I_{HT} et I_{CF} en fonction de la haute tension de la source.

Sur la Figure 58 nous avons tracé l'évolution du courant total mesuré dans la coupelle de Faraday I_{CF} et du courant I_{HT} (débité par l'alimentation HT) en fonction de la HT appliquée sur la source. Après amorçage du plasma, on a réglé la pression dans la ligne à 4×10^{-6} mbar et la puissance HF est fixée à 900 W. Dans la gamme de tension considérée (de 0 à 24 kV), on peut distinguer 3 régimes de fonctionnement de l'extraction. Pour une $HT < 10$ kV, le courant I_{HT} est intense, mais I_{CF} est nul : les ions sont extraits du plasma à très basse vitesse et sont trop déviés dans le gap accélérateur par le champ magnétique dipolaire, si bien qu'ils viennent

tous intercepter l'électrode masse. L'émission d'électrons secondaire induite vient augmenter le courant I_{HT} qui dépasse 3 mA. Entre 10 et 17 kV, le faisceau d'ions passe progressivement de plus en plus par le trou d'extraction et l'émission secondaire induite sur l'électrode masse décroît jusqu'à s'annuler à 17 kV. Le courant d'ions récolté sur la coupelle de Faraday croît rapidement vers 1,7 mA. Au dessus de cette tension, l'évolution de I_{CF1} est linéaire et suit celle de I_{HT} . Il faut se rappeler qu'il n'est pas possible de mesurer les trois espèces ioniques de l'hydrogène dans la coupelle de Faraday CF_1 en raison de la séparation induite par le champ de fuite dipolaire de SPEED, si bien que l'on peut considérer que le courant d'ions extrait de la source est sans doute très proche du débit de l'alimentation HT. L'étude s'est arrêtée à 24 kV en raison de l'apparition de claquages internes dont l'origine a été évoquée plus haut. On voit que l'extraction des faisceaux d'ions de SPEED est beaucoup plus performante avec ces nouvelles électrodes coniques adaptées à la forme des lignes de champ magnétique. Pour aller plus loin en termes de courant, une piste sera d'augmenter la taille des trous des électrodes. Eventuellement en réalisant une extraction étendue en forme de fente selon l'axe du champ magnétique dipolaire, comme sur une source de Freeman.

➤ Etude du rapport d'abondance de faisceau de proton et discussion

Une étude a été menée sur la production des ions extraits d'un plasma d'hydrogène (injection de gaz H_2) en fonction de la pression dans la ligne de transport. La tension d'extraction de la source est fixée à 15 kV, avec une puissance HF de 900 W pour entretenir le plasma RCE. Pour chaque valeur de pression, le transport des faisceaux d'ions H^+ , H_2^+ et H_3^+ est optimisée dans la ligne avec les plaques de déviation et le dipôle. La Figure 59 représente l'évolution des courants d'ions pour les espèces H^+ , H_2^+ et H_3^+ mesurés dans la coupelle de Faraday CF_2 en fonction de la pression. On voit qu'à forte pression, seule l'espèce H_3^+ est présente avec un optimum d'intensité à la pression de 2×10^{-5} mbar. Au-delà de cette pression, le courant transporté en bout de ligne décroît. Ceci est sans doute dû au fort taux d'échange de charge qui a lieu dans la ligne de transport à ces hautes pressions. Pour les pressions décroissantes jusqu'à 3×10^{-5} mbar, les intensités des ions H_2^+ et H^+ augmentent parallèlement à la baisse de l'intensité des ions H_3^+ . Mais on constate qu'à toutes les pressions, les ions H_2^+ restent majoritaires devant les protons. A plus basse pression, le courant total extrait de la source SPEED diminue, les ions H_3^+ disparaissent et le rapport H^+/H_2^+ commence à croître. Le fait que le spectre soit pointé seulement sur l'espèce H_2^+ et

non sur les H^+ est un résultat décevant pour ces premiers essais de SPEED. Cela signifie qu'en l'état, la température des électrons au voisinage du trou d'extraction de la source reste faible, même lorsque la pression dans la ligne atteint le vide résiduel. Il faut noter que le plasma de SPEED reste amorcé à basse pression, comme cela est observé classiquement dans une source d'ions à Minimum-B. Cela signifie qu'il existe ailleurs dans SPEED un plasma certainement plus dense et bien confiné, qui lui, n'est pas extrait. Une possibilité pour expliquer ce fonctionnement est que le champ électrique HF n'est pas suffisamment intense sur le morceau de surface RCE qui chauffe les électrons sur les lignes de champ passant au voisinage de l'extraction (voir la coupe A-A sur la Figure 40). Il faut aussi remarquer que la plus grande surface associée à la zone de RCE est présente le long de l'hexapole et que la moitié du plasma chauffé dans cette zone n'est pas extrait, car les lignes de champ magnétiques associées ne sont pas connectées à la zone d'extraction. Cette analyse est compatible avec le fait que le transformateur binomial utilisé concentre le champ électrique à l'entrée de la cavité, du côté de l'injection HF (voir aussi la coupe A-A sur la Figure 40), or le plasma côté injection est dissocié du plasma côté extraction.

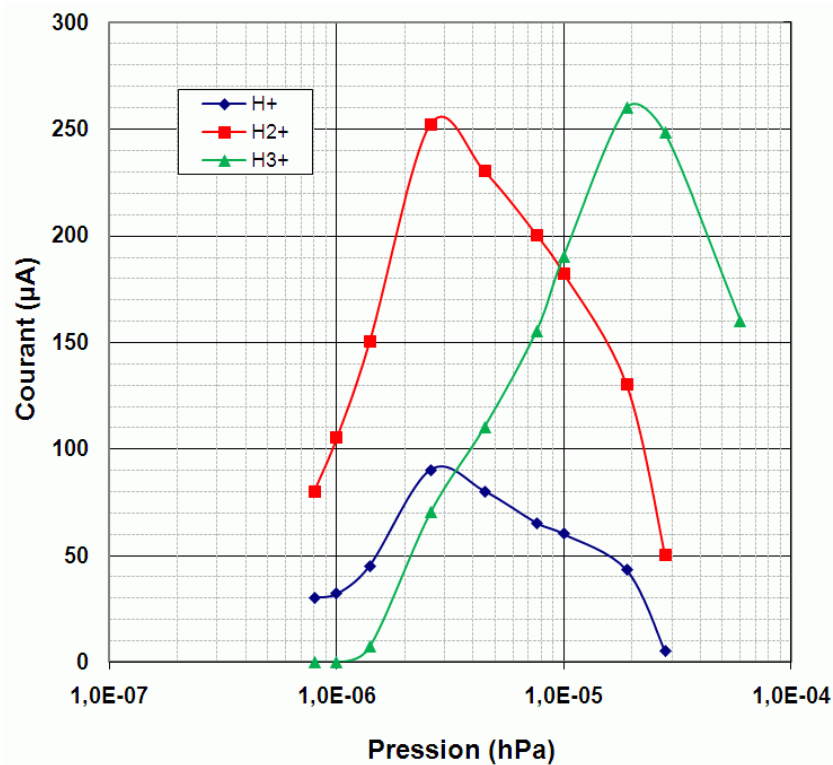


Figure 59 : Evolution des courants d'ions H^+ , H_2^+ et H_3^+ en fonction de la pression dans la ligne pour une puissance HF de 900 W et une HT de 15 kV.

Sous cette hypothèse, Il serait très intéressant de réduire la longueur de l'hexapole au centre de 100 mm à 50 mm par exemple, ce qui augmenterait le ratio de surface RCE utile pour l'extraction des ions. Enfin, une autre piste, également facilement réalisable est de supprimer la couronne d'aimants dipolaires du côté de l'extraction des ions. Dans ce cas, la résonance reste fermée du côté de l'injection HF et la fenêtre de pressurisation est toujours bien protégée hors du flux de plasma ; tandis que la résonance RCE du côté extraction intercepte sur les grands rayons l'électrode plasma. Les conditions d'extractions autour de l'axe seront toujours dipolaires, de part la forme naturelle des lignes de champ dans l'hexapole déformé présenté au début du chapitre. Le flux net de plasma diffusera dans ces conditions de manière privilégiée de l'injection vers l'extraction et une augmentation des courants extraits est très probable.

Enfin, le fonctionnement de SPEED en l'état mériterait d'inverser la polarité de la source et d'étudier sa capacité à produire des ions négatifs, dont on sait qu'ils nécessitent des températures électroniques faible, ce qui semble être le cas de SPEED dans sa configuration actuelle.

Chapitre V: Résultats des tests de la source MONO1000

Introduction

Dans le cadre de la thèse, la source d'ion MONO1000, conçue au GANIL a été testée au LPSC dans le but d'étudier sa capacité à produire de très forts courants d'ions $1+$ (Le but industriel étant de produire 20 mA de proton pour un cyclotron qui fonctionne actuellement avec une source à filament). Dans un premier temps, la source MONO1000 est présentée et une étude sommaire de sa structure magnétique est proposée afin de vérifier la position de la résonance RCE. Après avoir ensuite présenté la spécificité du montage expérimental de MONO1000 sur le banc de test, les résultats des tests de production d'ions H^+ sont proposés. Enfin, le début de l'étude de MONO1000 munie d'un système d'extraction multiélectrode est rapporté.

V.1. Présentation de la source d'ions MONO1000

MONO1000 est une source d'ions RCE développée au GANIL [68,69,70] dans le but de produire des faisceaux d'ions radioactifs $1+$ pour le système Spiral [71]. La Figure 60 montre une vue en coupe de MONO1000. On voit que le diamètre intérieur de la chambre à plasma est de 90 mm comme la source de Taylor. L'injection HF est réalisée par un câble coaxial de puissance. Un coupleur, non représenté sur la figure, est inséré sur l'axe intitulé « RF » sur la figure à gauche pour coupler la puissance HF coaxiale vers la cavité. MONO1000, dans sa version originale, est équipée de ports d'accès latéraux permettant de visualiser directement le plasma et éventuellement de réaliser un couplage micro-onde transverse directement avec un guide d'onde. Cette source d'ions a été testée jusqu'à une puissance HF de l'ordre de 200W. Elle a ainsi produit 0,4 mA de H^+ et 1,7 mA d' He^+ pour une tension d'extraction de 18,5 kV [72,73]. Il n'a pas été nécessaire de réaliser des tests à plus forte puissance car la problématique de la production des faisceaux d'ions radioactifs porte sur la capacité de la source à ioniser une fois de très petites quantités de gaz avec une bonne efficacité d'ionisation ; et ces conditions ont été remplies avec succès dès 200 W de HF [73].

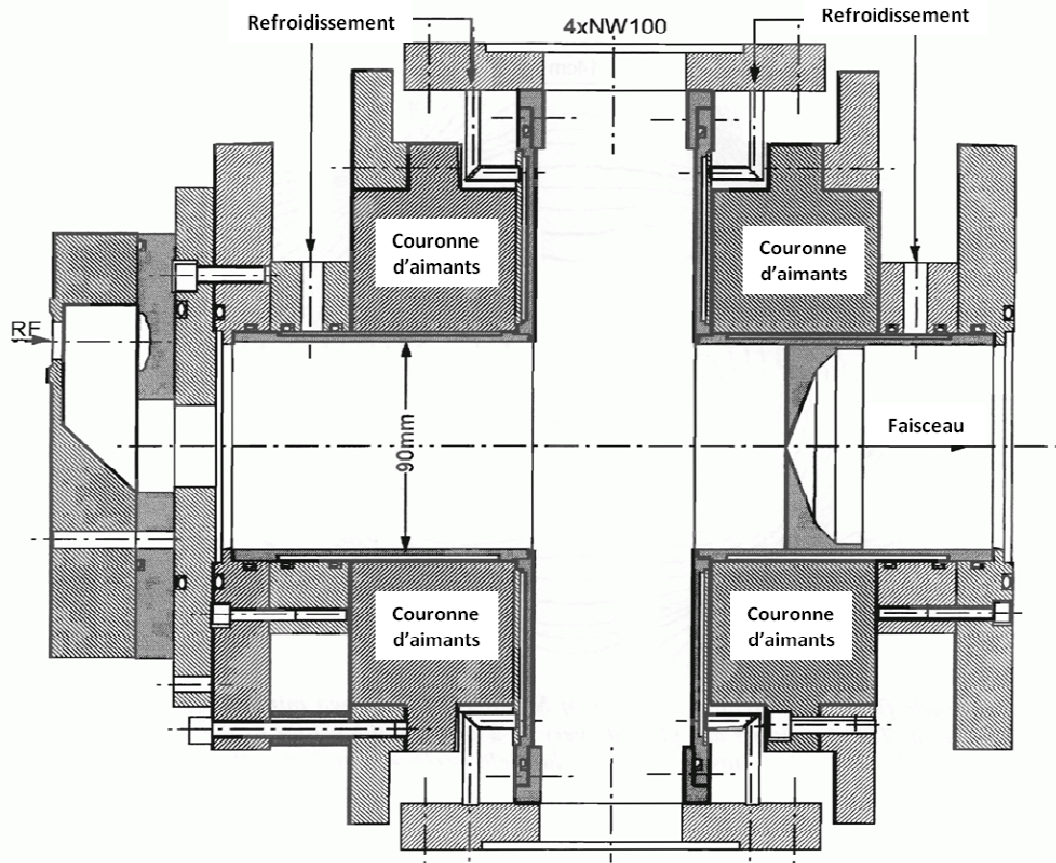


Figure 60 : Vue en coupe de la source d'ions MONO1000 [69].

Le confinement magnétique du plasma de MONO1000 est assuré par deux couronnes axiales d'aimants permanents en FeNdB, distantes de 80 mm et de diamètre intérieur 100 mm. Chaque couronne contient 24 aimants (hauteur radiale 50 mm et épaisseur axiale de 60 mm). Cette configuration crée un champ magnétique à symétrie de révolution assez compliqué dont la zone de résonance RCE à 2,45 GHz est fermée. Une simulation a été réalisée avec Radia et Poisson pour déterminer la position de la zone RCE et mieux comprendre la forme des lignes de champs et des iso-B dans cette source. Une visualisation des lignes de champ magnétique et de la zone de résonance RCE est proposée sur la Figure 61 gauche. Une mesure expérimentale du champ magnétique axial a été réalisée et superposé au résultat de la simulation. Le résultat est affiché sur la Figure 61 droite. On observe un très bon accord entre les courbes en supposant que l'aimantation des aimants est $M=1,29$ T. On voit que le champ magnétique axial s'inverse au centre et on trouve en fait deux zones à champ nul incluses dans la zone RCE. A l'inverse d'un miroir magnétique classique constitué de deux bobines la structure magnétique axi-symétrique de MONO1000 produit un plasma RCE stable. Il faut noter que l'intensité élevée du champ magnétique axial dans la zone d'extraction des ions risque de générer une décharge de Penning parasite à haute tension. Afin de limiter ces effets,

l'électrode masse du système d'extraction est activement refroidie. Enfin, il faut noter que les deux couronnes de la source sont mobiles axialement, cela permet donc en cas de besoin de changer leur position, pour modifier par exemple le profil de champ magnétique ou la forme de la résonance.

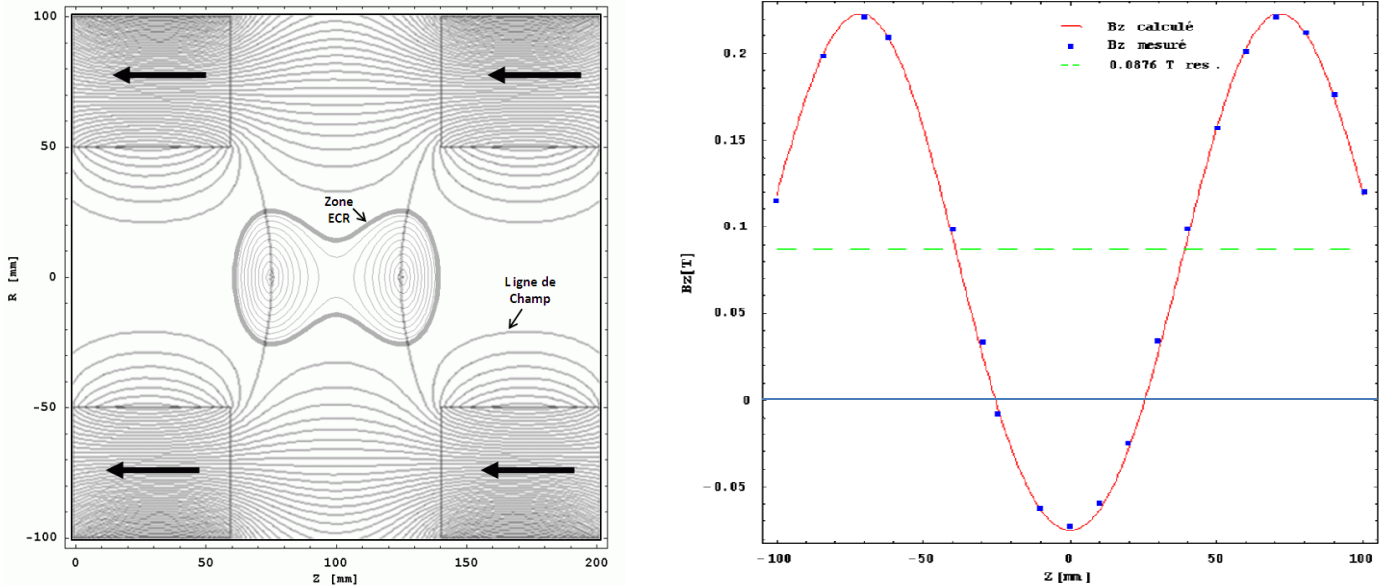


Figure 61: Gauche : Visualisation des lignes de champ magnétique dans MONO1000 et de la zone RCE à 2,45 GHz (Superposition des résultats donnés par Poisson Superfish et Radia). Droite : Comparaison du profil de champ magnétique axial $B_z(z)$ sur l'axe de symétrie de la source simulé et mesuré.

V.2. Test de la source d'ions MONO1000 avec une extraction simple (diode)

V.2.1. Adaptation de MONO1000 au banc de test

Seules les couronnes d'aimants de MONO1000 étaient disponibles. Afin de réaliser les tests le plus simplement possibles, deux brides intermédiaires ont été usinées spécialement pour adapter la mécanique des couronnes de MONO1000 à celle de la source d'ions PK245 disponible. Ainsi, les couronnes de MONO1000 ont été montées en lieu et place des couronnes de PK245, comme on peut le voir sur la Figure 62. Dans les tests, la chambre à

plasma est donc celle de PK245 avec son injection HF d'origine (déjà présentée au chapitre III). L'avantage d'utiliser la cavité de PK245 est que la bride d'injection HF est mobile, ainsi que le système d'extraction, si bien qu'il a été possible d'explorer plusieurs configurations de longueur de cavité et de position de la cavité par rapport au champ magnétique afin de trouver un optimum de performance. La chambre à plasma de PK245 est refroidie à l'eau par l'intermédiaire de 3 galettes-échangeurs visibles sur la Figure 62 gauche fixées au centre de la source, entre les couronnes d'aimants. Le refroidissement de la chambre à plasma est obtenu par simple conduction thermique entre les galettes et les parois de la chambre. Ce système est peu efficace, et l'ensemble monte au-delà de 40 °C en fonctionnement. Il a été nécessaire d'ajouter un ventilateur pour assurer une température d'équilibre de l'ordre de 40 °C. Les dimensions hors tout de la source d'ions pour ces tests sont de 310 mm de longueur et 240 mm de diamètre.

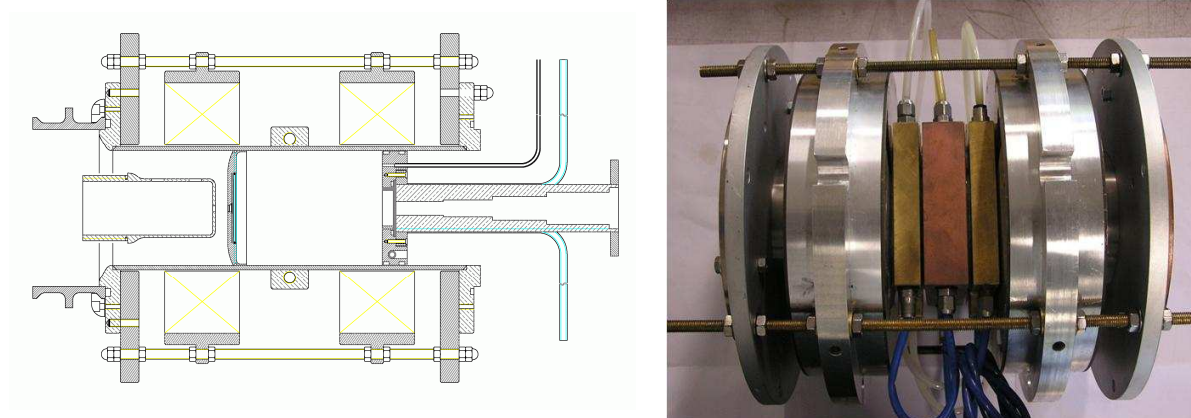


Figure 62: Gauche : vue en coupe des aimants de MONO1000 montés sur la chambre à plasma de PK245. Droite : photo de l'ensemble.

V.2.2. Système d'extraction de MONO1000 (diode) et conditions d'optimisation de l'extraction des ions

Le premier système d'extraction utilisé pour réaliser les tests de MONO1000 est celui de la source d'ions PK245 (voir chapitre III). Il est composé d'une électrode plasma (potentiel HT de la source) avec un diamètre de trou de $\varnothing = 5$ mm (ce qui correspond à une surface de 0,2 cm²) et d'une électrode d'extraction (placée au potentiel terrestre, 0Volt) avec un diamètre de trou $\varnothing = 8$ mm. Dans un premier temps, les tests ont portés sur une étude de la position et de la longueur de la cavité HF par rapport au champ magnétique de MONO1000. Lorsque l'électrode plasma est placée au maximum de champ (soit en $z=75$ mm sur la Figure 61

droite), quel que soit la longueur de la cavité, le courant total extrait demeure limité à 1 à 2 mA mesuré dans la CF_1 , ce qui correspond à une densité de courant $J \sim 10 \text{ mA/cm}^2$ maximum. C'est la conséquence du confinement magnétique élevé de MONO1000. Afin d'extraire de plus forts courants d'ions, l'électrode plasma a été reculée jusqu'à être placée à 10 mm de la zone de résonance ($z=50 \text{ mm}$ sur la Figure 61 droite) où les meilleurs performances ont été obtenues ; la bride d'injection HF étant quant à elle placée une longueur d'onde en arrière ($\lambda \sim 126 \text{ mm}$ à 2,45 GHz), soit en $z=-74 \text{ mm}$, légèrement en retrait du maximum de champ magnétique. Il faut noter qu'une grande partie des tests dans la suite ont été réalisés avec un adaptateur d'impédance manuel, dont le réglage était fastidieux et compliqué. En effet, le réglage nécessitait de couper la HT de la source, tout en maintenant le plasma allumé, et de tourner les boutons d'accords au moyen d'une canne isolante pour être suffisamment loin de la ligne HF afin d'éviter les risques d'exposition aux fuites de micro-ondes provenant de l'isolateur HT du guide d'onde (risque de brûlure).

V.2.3. Mesure des courants I_{HT} et I_{CF} en fonction de la HT

Un premier signe de la production de forts courants d'ions est un débit d'alimentation HT élevé (courant appelé I_{HT} dans la suite). Mais ceci n'est pas une condition suffisante car un faisceau d'ions mal extrait bombardant l'électrode masse crée des électrons secondaires qui, remontant vers la source, simulent artificiellement un fort courant d'ions extrait. Afin d'étudier ce phénomène, des mesures des courants I_{HT} et I_{CF1} (courant total mesuré dans la coupelle de faraday placée juste après le solénoïde) ont été faites en fonction de la HT, avec une puissance HF de 1200 W (8% de puissance réfléchie) et une pression de fonctionnement de $2 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$. La Figure 63 montre que le courant I_{CF} augmente fortement avec la tension d'extraction (de 20 à 40 kV), alors que l'augmentation du courant I_{HT} est bien moindre. On remarque aussi que peu de courant est extrait de la source en dessous de 20 kV dans ces conditions d'extraction. Le changement de gap d'extraction (20 mm pour les courbes bleues et 15 mm pour les courbes noires) est significatif surtout pour des tensions d'extraction inférieure à 30 kV où une partie du faisceau intercepte l'électrode d'extraction. Les valeurs de I_{HT} tracées sont corrigées d'une part du débit partant vers le circuit de refroidissement d'eau et d'autre part du courant associé à la présence d'une décharge de Penning permanente dans le système d'extraction (de l'ordre de 1,2 mA), la valeur soustraite est techniquement le débit I_{HT} lu lorsque la HF est mise à 0 W. Il est intéressant de noter que dès 20 kV, I_{HT} correspond à priori à un vrai courant d'ions, qui passe le trou de l'électrode masse, mais explose en fait

avant d'atteindre le détecteur, si bien que le courant I_{CF1} mesuré est faible. Lorsque la HT est augmentée, la divergence du faisceau diminue en sortie de source, ce qui améliore les conditions de transport dans la ligne. On voit qu'à 40 kV, la transmission vers la CF_1 atteint 90%, ce qui est un bon résultat. La transmission est évaluée en faisant le rapport de la somme des courants mesurés dans la CF_1 sur le courant débité par l'alimentation HT corrigé du débit à vide (sans plasma). La limitation de mesure à 40 kV est due à des claquages externes sur l'isolateur HT de guide d'onde de PK245 dont les distances d'isolement HT/masse sont trop petites (4 cm de distance).

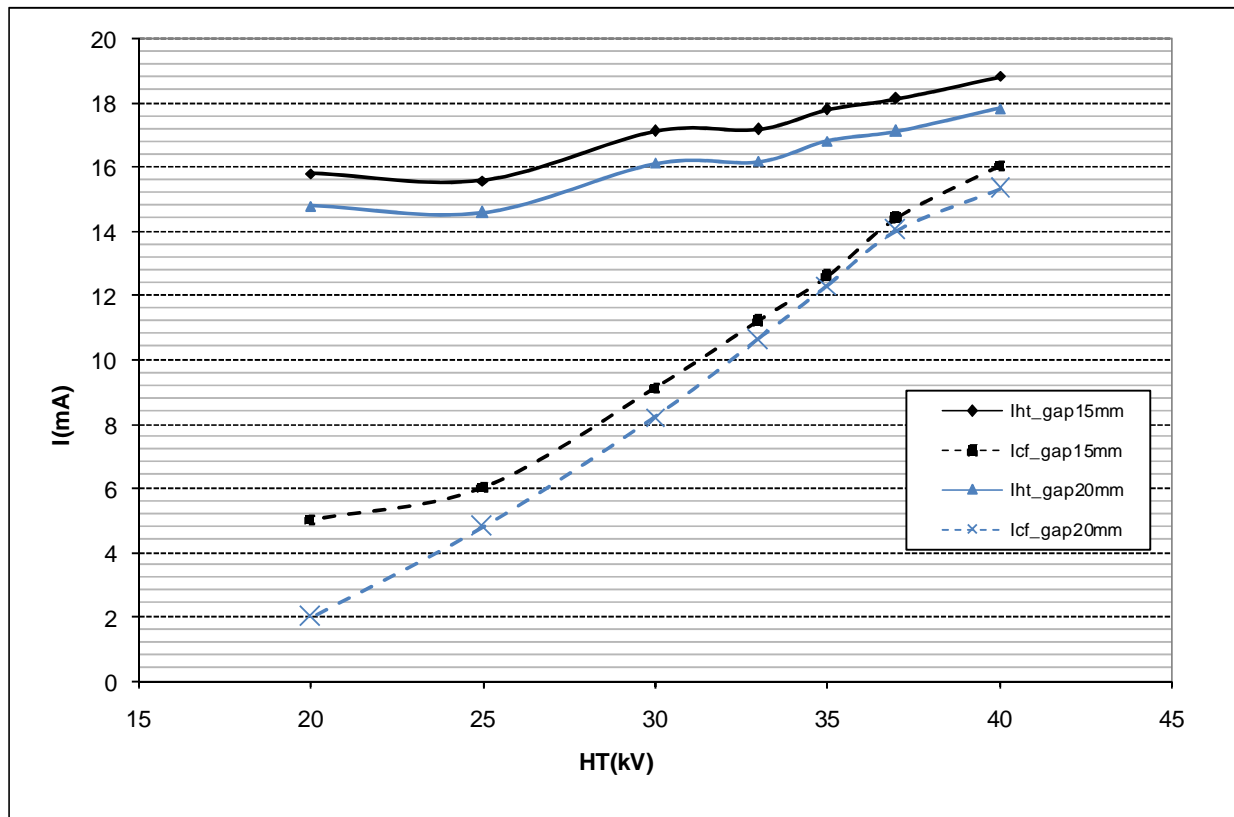


Figure 63: Evolution des courants I_{HT} et I_{CF} en fonction de la tension et du gap d'extraction.

V.2.4. Evolution de I_{HT} et I_{CF} en fonction de la pression

Afin de rechercher l'optimum de production de courant d'ions, je m'intéresse ensuite à l'évolution des courants I_{HT} et I_{CF} en fonction de la pression du gaz injecté. Dans la pratique, il n'est pas possible de mesurer la pression directement dans la chambre à plasma et la valeur de pression indiquée dans la suite est celle mesurée dans le caisson contenant la CF_1 . On suppose que ces deux valeurs de pression évoluent de manière proportionnelle. La tension d'extraction est fixée à 40 kV et la puissance HF à 1200 W. Les pistons de l'adaptateur d'impédance sont réglés pour minimiser la puissance réfléchie à la pression de $2,2 \times 10^{-5}$ mbar.

Ce réglage est conservé sur l'ensemble des mesures. La Figure 64 montre que pour des pressions inférieures à $1,5 \cdot 10^{-5}$ mbar, la puissance réfléchie augmente sensiblement (puissance réfléchie $>$ à 60% de la puissance incidente), en coïncidence avec une baisse des courants d'ions extraits (débit de l'alimentation HT inférieur à 10 mA). Ce résultat paraît logique : si le flux de gaz n'est pas suffisant, l'équilibre de production d'électrons par la RCE est modifié : le taux de création d'électrons par impact électronique diminue, la densité du plasma diminue et le débit global d'ions baisse. La densité électronique étant plus faible, la puissance HF absorbée diminue et la puissance réfléchie augmente. Inversement, en augmentant la pression de gaz la puissance HF réfléchie diminue jusqu'à atteindre une valeur minimale (7%). Les maxima de courant I_{HT} et I_{CF} sont atteints pour une pression de $1,8 \cdot 10^{-5}$ mbar, c'est le point où la densité plasma est maximale (la puissance HF transmise dans la source est maximale). Au-delà de cette valeur de pression, les courants diminuent légèrement. Cette baisse est sans doute due à l'augmentation du processus d'échange de charge dans la chambre à plasma puisque la densité de neutre augmente avec la pression de gaz. De même, une partie des ions est également convertie par échange de charge dans la ligne, la transmission se dégrade et les courants mesurés diminuent.

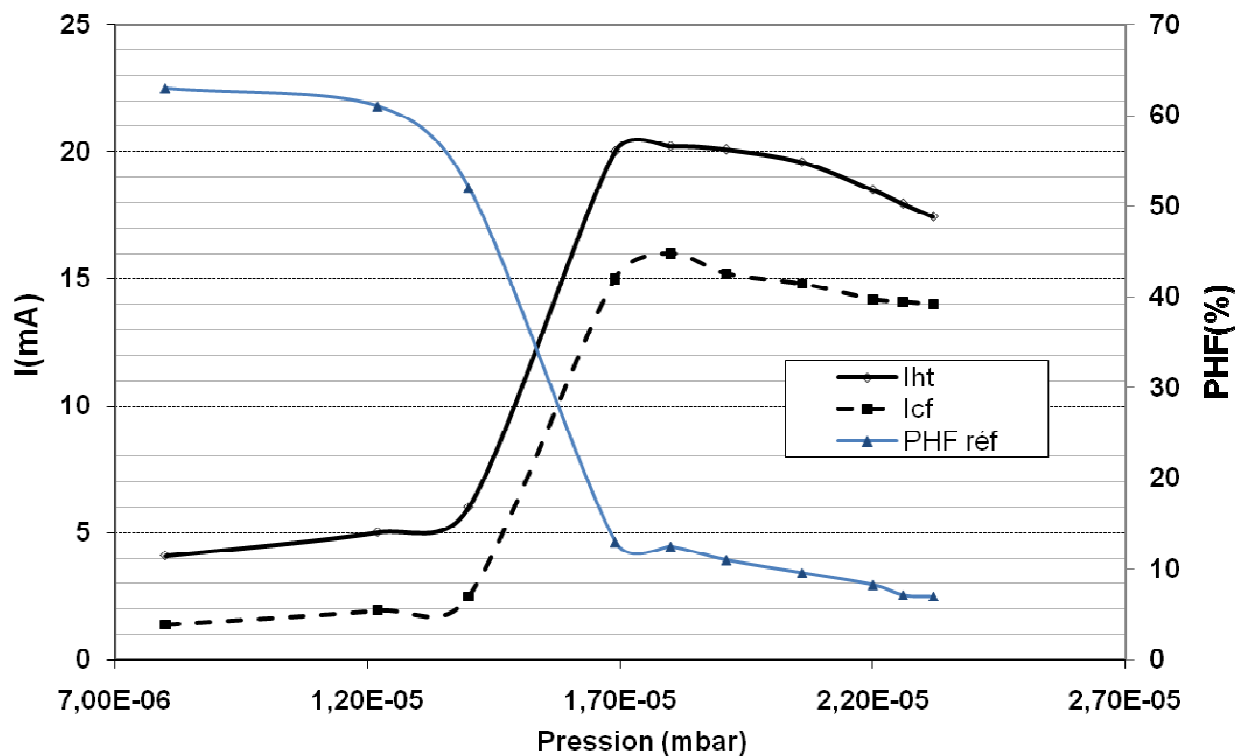


Figure 64: Evolution des courants I_{HT} et I_{CF} en fonction de la pression. L'échelle de la puissance HF réfléchie est exprimée en pour-cent.

V.2.5. Variation de I_{HT} et I_{CF} en fonction de la puissance HF

Une fois l'optimum de densité de plasma trouvé en fonction de la pression de gaz, il est intéressant de voir comment MONO1000 se comporte à plus basse puissance. En effet, les sources d'ions de type Taylor sont connues pour avoir peu de latitude de réglage car elles ne fonctionnent bien qu'à forte pression et forte puissance. Ces mesures, rapportées sur la Figure 65, ont été faites avec une tension HT de 40 kV, une pression de $1,86 \cdot 10^{-5}$ mbar et un courant dans le solénoïde de 270 A pour focaliser le faisceau dans la CF_1 . On voit qu'il est possible de modifier le débit extrait en changeant simplement la puissance HF, comme une source d'ions classique à minimum-B. C'est un point positif pour MONO1000 comparé à une source de type Taylor. Il faut préciser que sur la Figure 65 le courant IHT n'a pas été corrigé des débits parasites explicités dans le paragraphe V.2.3. On note qu'au-delà de 1 kW de puissance HF incidente, le courant d'ions sature. Cela signifie sans doute que le plasma est proche de sa densité critique.

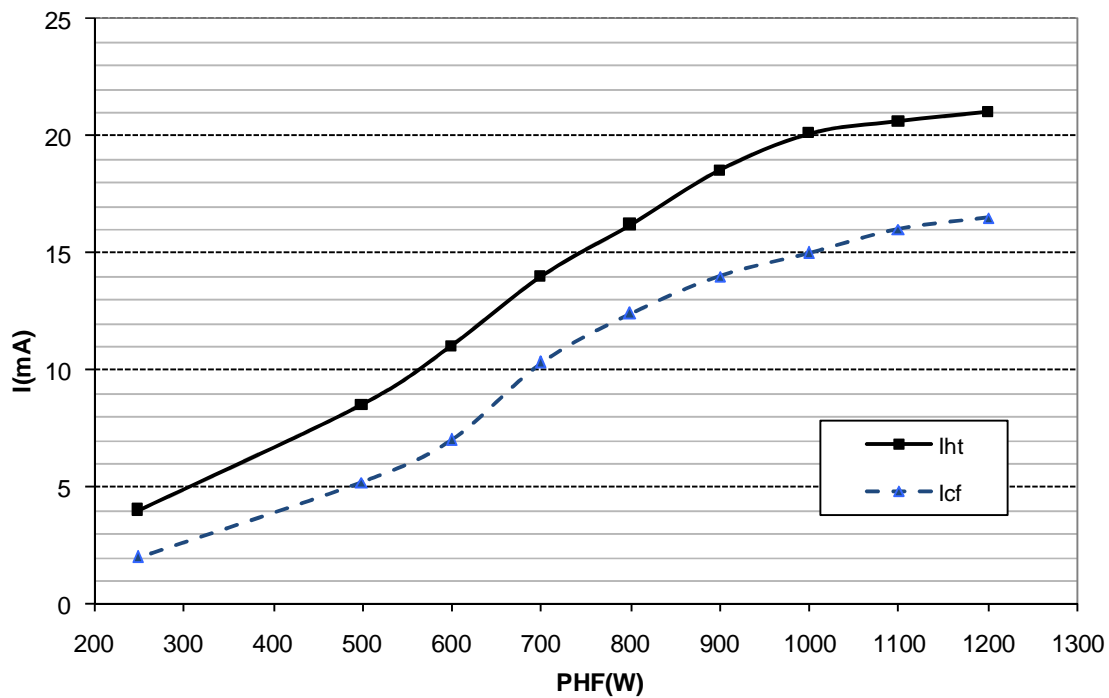


Figure 65: Evolution des courants I_{HT} et I_{CF} en fonction de la puissance HF.

V.2.6. Spectre d'ions, mesure de transmission après le dipôle et abondance H^+

Le but des tests suivants est d'évaluer la transmission T de la ligne avec un maximum de courant extrait. Pour cela j'optimise les paramètres HF et de pression de gaz pour chaque valeur de la HT. La transmission correspond au pourcentage d'ions transmis dans la ligne entre la coupelle de Faraday avant dipôle CF_1 et la coupelle de Faraday en bout de ligne CF_2 .

$$T = \frac{\sum_q I_q}{I_{CF}}$$

En balayant l'intensité du dipôle de 0 à 200 A, c'est à dire en modifiant la valeur de la rigidité magnétique $B\rho$ du faisceau transmis en continu en sortie dipôle, et en enregistrant simultanément les valeurs de courant déposer sur la coupelle de Faraday d'analyse CF_2 , on obtient le spectre de l'intensité des q/m qui émergent de la source en fonction de l'intensité du dipôle (Figure 66). Il faut noter que pendant le spectre, l'intensité dans la lentille Glaser suit également une rampe de courant proportionnelle à celle du dipôle. Le spectre sur la Figure 66 a été enregistré pour une puissance HF de 1000 W et une tension d'extraction de 40 kV avec un gap d'extraction de 20 mm pour un courant total de 15,1 mA. Contrairement à ce que l'on peut voir sur la Figure 66 ($I(H^+) = 6$ mA, 2 mA pour H_2^+ et 1 mA pour H_3^+), il s'avère que les valeurs de courant mesurées manuellement pour les ions H_2^+ et H_3^+ sont différentes de celles obtenues avec le spectre automatique. Cela est dû au fait que l'optimum expérimental de couplage entre la lentille Glaser et le dipôle ne suit pas une loi linéaire entre les espèces H^+ , H_2^+ et H_3^+ , loi qui n'est pas prise en compte dans le programme de spectre. Pour remédier à cela, je mesure les pics optimisés pour les trois espèces du spectres et trouve: $I(H^+) = 6$ mA, 3,5 mA pour H_2^+ et 1,7 mA pour H_3^+ . Le taux de courant de H^+ dans le spectre est de l'ordre de 55%. Le rapport des courants $H^+/H_2^+ \sim 2$. La valeur de la transmission a été calculée à partir de ces dernières mesures et on obtient une transmission de 74%.

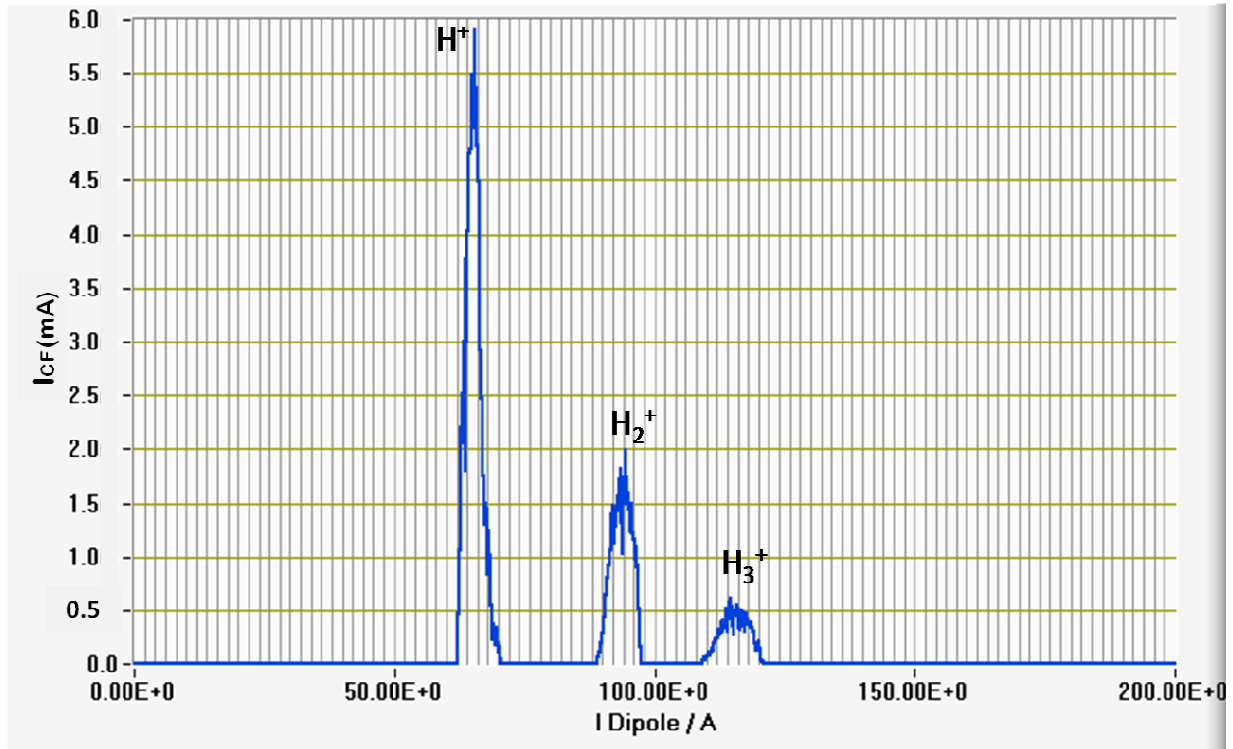


Figure 66: Spectre d'hydrogène réalisé à 40 kV et 1000 W de puissance HF.

Sur la Figure 67 est reportée l'évolution de la transmission en fonction de la HT. Les barres d'erreur représentent les fluctuations minimales et maximales mesurées du courant d'ions. Elle montre que la transmission s'améliore légèrement avec la HT (70% à 30 kV, puis 74% à 40 kV). Il faut noter que la transmission de la ligne s'améliore à fort courant, sans doute en raison d'un très bon taux de neutralisation du faisceau dû à la pression élevée dans la ligne. A plus bas courant, les taux de transmission expérimentaux ne dépassent pas 50%, ce qui pose des problèmes d'interprétation des résultats. Ce problème de transmission est dû au dipôle disponible dont l'entrefer de 40 mm est notoirement insuffisant pour gérer des forts courants en régime de charge d'espace. Un aimant plus conséquent muni d'un entrefer de 100 mm serait mieux adapté à cette étude.

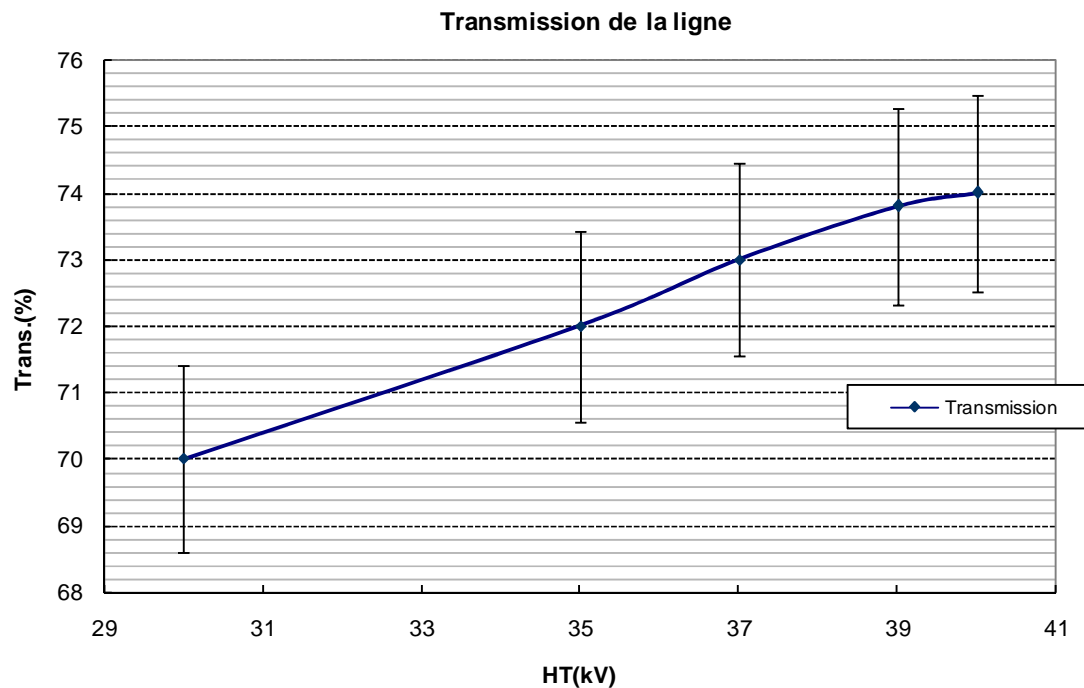


Figure 67: Transmission de la ligne mesurée pour différentes tension d'extraction.

V.2.7. Meilleure optimisation et limites expérimentales

Pour augmenter l'intensité du champ électrique à l'extraction, on peut soit augmenter la valeur de la tension d'extraction, soit diminuer la distance inter électrodes (distance entre électrode plasma et électrode d'extraction) et ainsi extraire plus de courant (Loi de Child-Langmuir). La configuration de la ligne de faisceau au moment de ces tests ne permettait pas de travailler avec des tensions HT supérieures à 40 kV, en raison des risques de claquages sur l'isolateur HT de guide d'onde de PK245. J'ai donc diminué la distance inter électrode de 20 à 15 mm et cherché un optimum en pression. La Figure 68 montre une mesure de courant total I_{CF} (pour une puissance HF de 1200 W avec 12% de réfléchi, HT à 40 kV et $I_{HT}=22$ mA) qui est de 18,7 mA, ce qui correspond à une densité de courant de 95 mA/cm^2 . Ce résultat est très prometteur pour la source MONO1000 car cette densité de courant est comparable aux meilleures sources existantes de type Taylor [74,75], avec un plus de flexibilité de réglage pour MONO1000 grâce à son minimum-B magnétique qui facilite l'amorçage du plasma et le réglage du niveau de courant sur une gamme étendue de pression.



Figure 68: Meilleur Courant total I_{CF1} mesuré dans la cage de faraday avant dipôle.

Il est probable que la densité de 95 mA/cm^2 ne soit pas encore la valeur maximale atteignable avec MONO1000. Pour aller plus loin, il est nécessaire d'augmenter la haute tension source afin d'extraire des courants plus forts. Afin d'améliorer le système, des changements ont été effectués par la suite sur la ligne de test :

- un nouvel isolateur HT de guide d'onde capable de tenir 60 kV a été conçu et réalisé (distance d'isolement de 12 cm).
- un système d'extraction multiélectrodes (cinq électrodes) a été conçu et fabriqué pour mieux gérer les forts courants.

V.3. Test de la source d'ions MONO1000 avec une extraction multi-électrodes

L'extraction de courant d'ions intenses ($I > 20$ mA) a déjà été réalisé sur plusieurs source d'ions à 2,45 GHz dans le monde, mais très peu d'informations sont disponibles sur les systèmes d'extraction utilisés. On peut citer en particulier les sources d'ions SILHI et TRIPS qui délivrent en continu de très fortes intensités d'ions H^+ (100 mA [76,74] et 30 mA [75] respectivement), et leurs systèmes d'extraction ont été spécialement dessinés pour gérer les courants intenses d'ions. Une introduction aux systèmes multi-électrode a été proposée au paragraphe II.3.5.

Afin de mieux comprendre comment ces forts courants sont gérés en sortie de source d'ions, les champs électriques d'extraction des sources SILHI [77,51] et TRIPS [75] ont été simulés avec le logiciel Poisson Superfish sur la base des dessins disponibles dans les publications puis comparés avec le système existant de MONO1000 à deux électrodes (PK2E). Après une analyse des propriétés de ces systèmes, un dessin intermédiaire a été choisi par la société Pantechnik pour réaliser un système d'extraction multi-électrode compact, facilement adaptable à une ligne d'accélérateur basse énergie.

Après avoir présenté le dessin d'extracteur multi-électrode, les résultats des premiers tests obtenus avec le nouveau système PK5E sont présentés.

V.3.1. Etude comparative de systèmes d'extraction à 2 et 5 électrodes

Les systèmes d'extraction des sources d'ions SILHI [77,51] et TRIPS [75], extraits des publications, sont représentées sur la Figure 69. Dans la suite du chapitre, les électrodes sont numérotées de 1 à 5 et la mention d'une électrode dans le texte est réduite aux abréviations E1 à E5 comme explicitées dans le Tableau 12. Les fonctions de E1 à E5 sont également rappelées dans le Tableau 12.

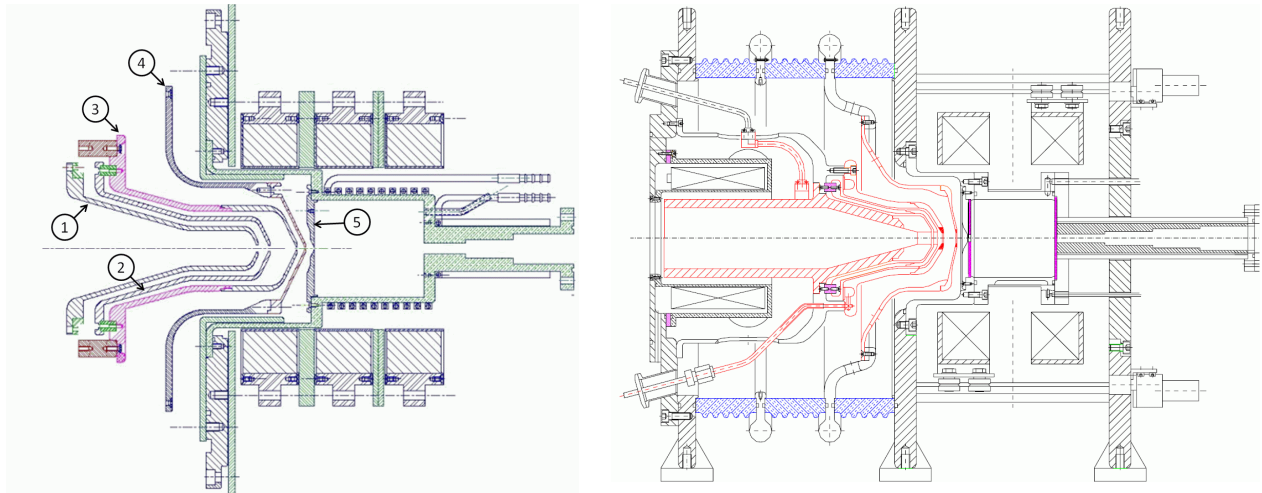


Figure 69 : A gauche : Source d'ions SILHI. A droite : Source d'ions TRIPS.

Tableau 12: convention de nom des électrodes utilisée sur la figure 68.

N°	Abréviation Electrode	Potentiel	Fonction
1	E1	0	Mise au Potentiel ligne de transport
2	E2	HT Négative (-2 à -5 kV)	Empêche les électrons froids piégés dans le faisceau d'ions dans la ligne de transport d'être accéléré vers la source. Permet de conserver un fort taux de neutralisation du faisceau d'ions dans la ligne de transport
3	E3	0	Blindage pour éviter les risques de décharges entre E2 et E4.
4	E4	HT positive (50 à 80% de HT source)	Electrode appelée « Puller » qui permet de répartir les équipotentielles électriques de manière à optimiser l'extraction du plasma.
5	E5	HT source	Electrode plasma

Un agrandissement de ces figures a permis de modéliser la géométrie des électrodes et de les simuler avec Poisson Superfish en utilisant un repère cylindrique. Les grandeurs mesurées sont les champs électriques axial $E_z(z)$ et radial $E_r(z)$, ainsi que le potentiel électrique $V(z)$. Compte tenu de la disparité des géométries, et en particulier des différences de longueur de gap accélérateur, il a été choisis de tracer l'évolution des profils de champs électriques en fonction de la valeur locale du potentiel sur l'axe $V(z)$, ce qui permet de comparer plus facilement les 3 systèmes. Le potentiel HT de E5 est placé à la même valeur de 100 kV pour SILHI, TRIPS et le système d'extraction basique de PK245, appelé dans la suite

PK2E, (muni des seules électrodes E1 et E5, déjà présenté dans le chapitre III) afin de superposer au mieux les courbes. Le résultat des simulations est représenté sur la Figure 70 pour le champ $E_z(z)=f(V(z))$.

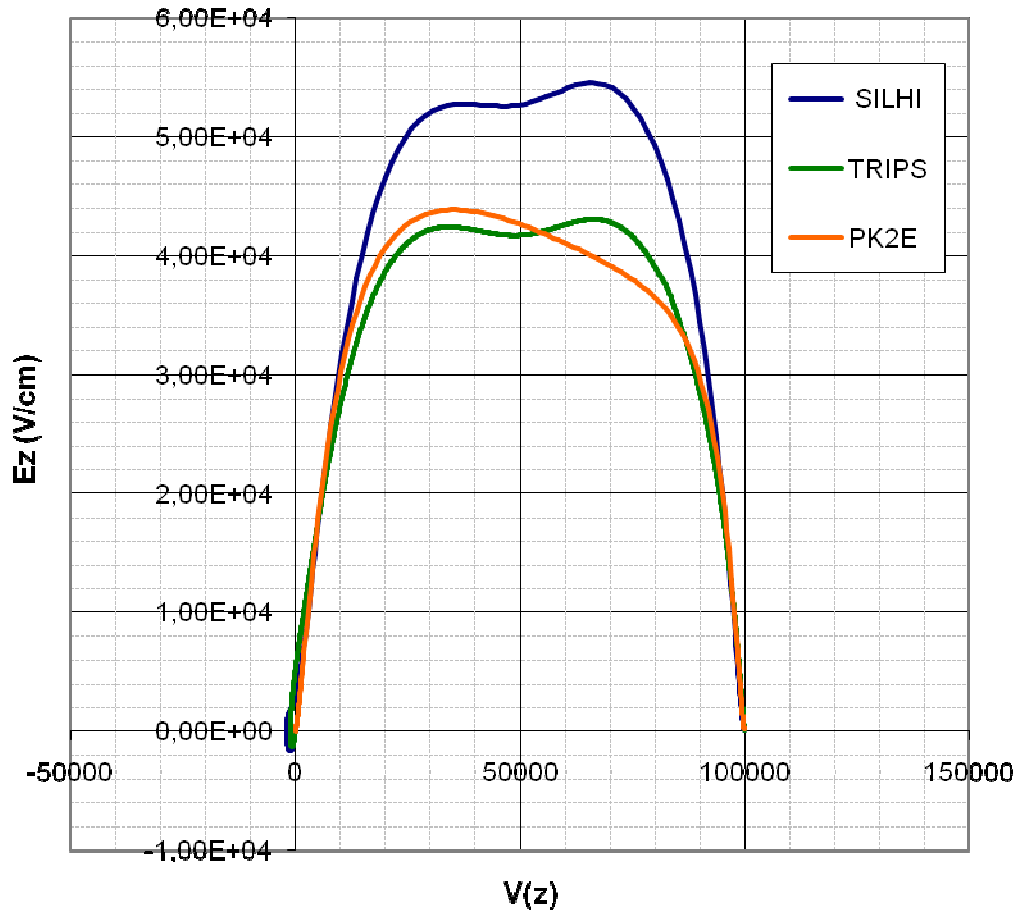


Figure 70: Evolution du champ électrique axial en fonction du potentiel pour les extracteurs de SILHI, TRIPS et PK2E.

Sur la Figure 70, on voit que l'intensité du champ électrique accélérateur de SILHI est de $E_z \sim 55 \text{ kV/cm}$, tandis que celles de TRIPS et PK245 est de $E_z \sim 40 \text{ kV/cm}$. L'intensité maximum de E_z est en fait inversement proportionnelle à longueur du gap accélérateur ; on peut vérifier cela en connaissant le gap de SILHI (18 mm) et ceux de TRIPS et PK245 (25 mm). Le plus fort champ accélérateur pour SILHI par rapport à TRIPS est corrélé à la nécessité de produire plus d'intensité de courant d'ions. Mais augmenter E_z n'est pas une chose triviale : les risques de claquages entre électrodes augmentent évidemment avec des champs électriques plus intenses, ce qui peut poser des problèmes de fiabilité en production. Il faut noter que les 3 courbes se superposent bien au voisinage du trou d'extraction, entre

100 kV et 95 kV. Le front de montée des courbes $E_z(V(z))$ est en fait imposé par le diamètre du trou d'extraction (9 mm pour les 3 extractions présentées ici). Ce point est important à souligner, car la relation de Child-Langmuir qui traduit la limite d'extraction d'une source en régime de charge d'espace est déterminée à partir de la condition où le champ électrique au point d'extraction devient nul. Le fait que les intensités $E_z(V(z))$ au voisinage du trou d'extraction soient identiques ici signifie que théoriquement, une diode peut extraire autant de courant qu'un système à 5 électrodes. Un autre point à remarquer est que la présence de E4 permet de modifier le profil $E_z(V)$ en rapprochant le maximum vers les potentiels plus élevé. On s'en aperçoit en comparant spécifiquement le profil de PK2E qui a son maximum à $V=35\text{ kV}$ avec celui de TRIPS dont le maximum est atteint en $V=65\text{ kV}$. Il est clair qu'un champ électrique plus fort dans les zones où le faisceau est de basse énergie est un plus car il permet d'accélérer plus rapidement les particules et de réduire de fait l'effet de la charge d'espace. On peut noter aussi le petit appendice vers les potentiels négatifs qui correspond à l'effet de E2 de tension négative. Ces remarques étant faite, les profils $E_z(V(z))$ restent cependant assez voisin entre une diode et une pentode et rien n'explique ici la différence expérimentale de meilleure gestion des courants intenses avec les extracteurs pentodes. Afin de pousser plus loin la compréhension des différences des systèmes, on trace cette fois sur la Figure 71 le champ électrique radial en fonction du potentiel pour le rayon $r=4\text{ mm}$ en coordonnées cylindriques. Le rayon de 4 mm a été choisi car il correspond au bord du disque d'extraction fixé à $\varnothing=9\text{ mm}$ dans le cas des trois extracteurs.

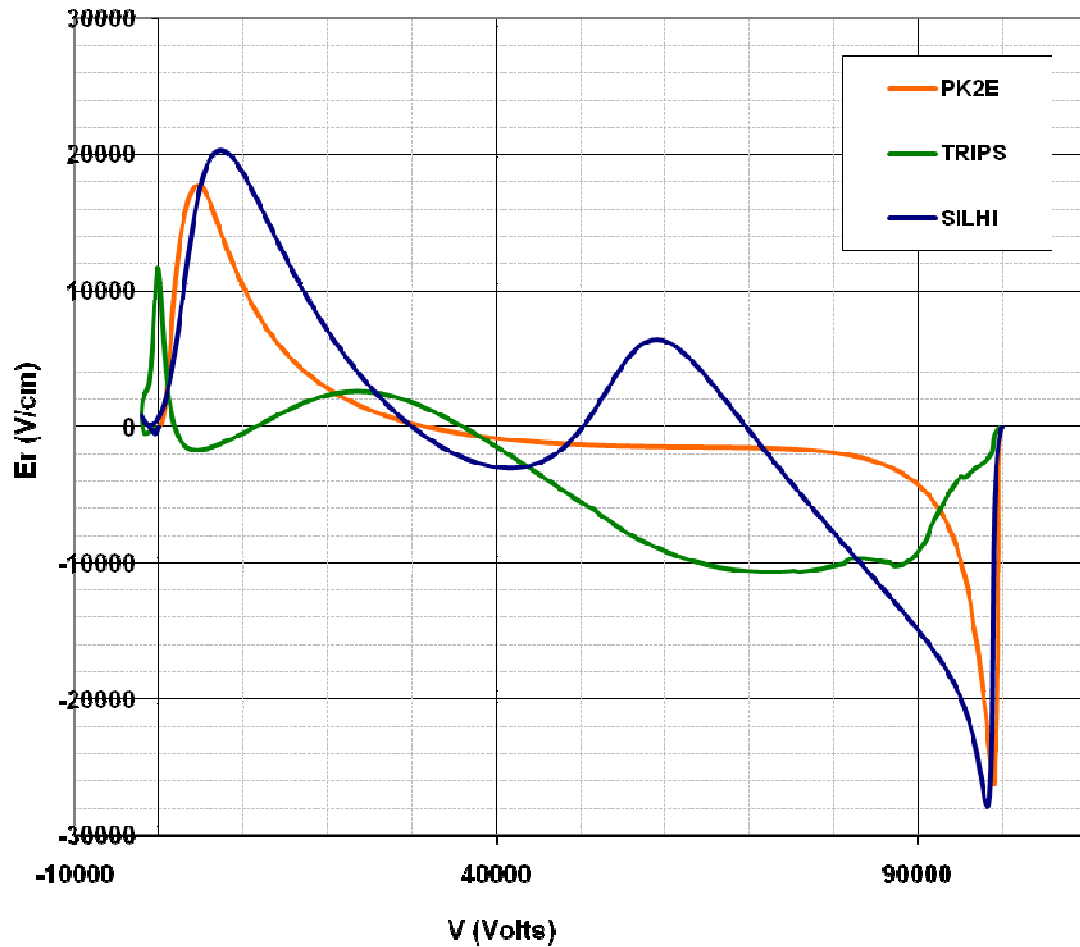


Figure 71: Evolution du champ électrique radial ($r=4$ mm) en fonction du potentiel sur l'axe $V(z)$ pour les extracteurs de SILHI, TRIPS et PK2E.

Des différences notables apparaissent cette fois-ci dans les courbes. Pour PK2E, $E_r(z)$ est intense et négatif au voisinage de l'extraction, puis diminue très vite dès ~ 90 kV. Pour SILHI, $E_r(z)$ reste intense et négatif plus longtemps pendant l'extraction, jusqu'à $V \sim 70$ kV. Cet effet est clairement induit par la présence de E2. Pour TRIPS enfin, du fait des fortes épaisseurs d'électrodes, le champ $E_r(z)$ est moins intense mais reste plat et négatif de $V=90$ kV à $V=40$ kV. Pour les 3 systèmes d'extraction, le champ $E_r(z)$ devient positif en fin de gap, ce qui a tendance à faire diverger le faisceau. Le fort écart de distribution de $E_r(V)$ dans le gap accélérateur entre PK2E et les pentodes incite à penser qu'il s'agit de l'effet dominant qui permet d'accélérer et de transporter de très fortes intensités de courant. En effet, l'action d'un champ électrique radial d'intensité négative sur une plus longue distance permet de mieux contrecarrer l'effet de charge d'espace induit par les forts courants d'ions dans le gap en particulier pendant les premiers millimètres où l'énergie cinétique des ions est encore faible.

En synthèse de cette étude, l'utilisation d'un système d'extraction multi-électrodes, comparé à une diode:

- Augmente le champ accélérateur principal $E_z(z)$ de 5 à 10% dans la partie haute tension du gap accélérateur.
- Modifie profondément le profil $E_r(r,z)$ dans le gap et augmente en particulier la distance sur laquelle le faisceau est focalisé à basse énergie en sortie de source.
- Ne change pas le champ électrique accélérateur utile en bord de plasma.
- Augmente le taux de neutralisation du faisceau dans la ligne de transport et augmente donc le taux de transmission des ions à une pression donnée.

V.3.2. Une pentode pour MONO1000

Sur la base de l'étude précédente, un dessin d'extracteur multielectrode a été conçu (appelée dans la suite PK5E) et réalisé par Pantechnik en vue d'optimiser l'extraction de courants intenses dans MONO1000. Ce système, fortement inspiré de l'extracteur de SILHI est présenté sur la Figure 72. Alors que sur le système de SILHI et TRIPS, les électrodes sont centrées par l'extérieur et empilées sur des isolants munies de joints polymère, Pantechnik a choisi de compacter le dessin au maximum en empilant les électrodes et leurs isolants sur trois tirants placés sous vide, dans le caisson visible sur la Figure 72 à gauche. Le système utilise en outre le standard ultravide, même si cela n'est pas nécessaire pour une source d'ions travaillant à 10^{-5} mbar. J'ai participé à la validation finale du dessin en simulant l'extraction de l'ensemble avec Poisson (voir la Figure 73). Le champ électrique accélérateur de PK5E est comparé à celui de SILHI sur la Figure 74. Sur la base de l'étude précédente, un dessin d'extracteur multielectrode a été conçu (appelée dans la suite PK5E) et réalisé par Pantechnik en vue d'optimiser l'extraction de courants intenses dans MONO1000.

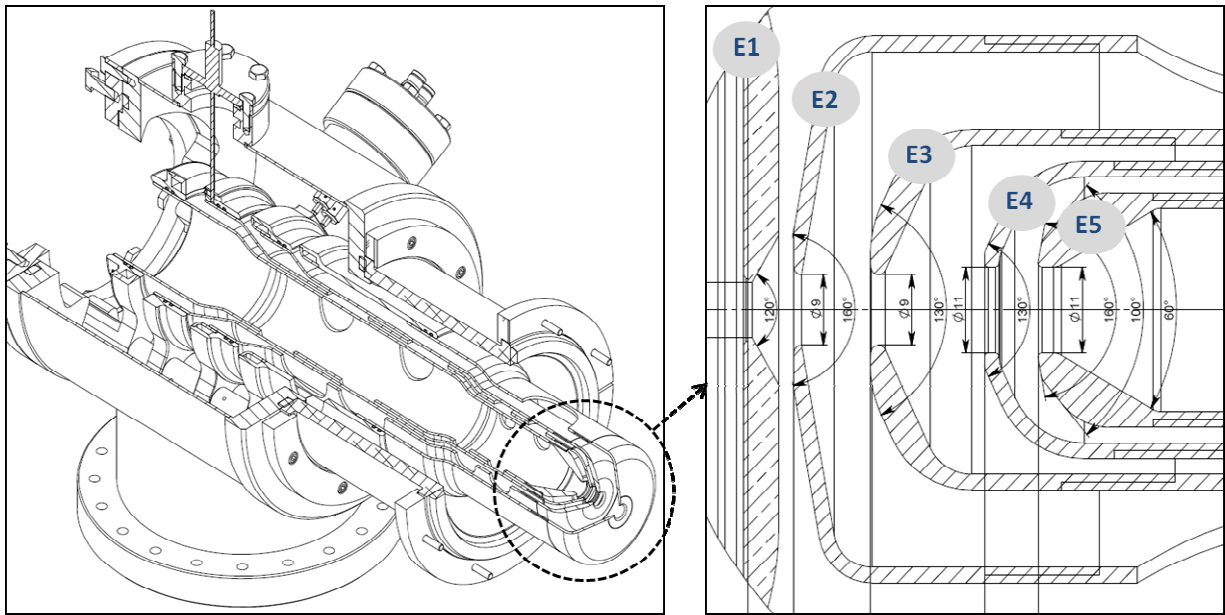


Figure 72 : A gauche, le système d'extraction multi électrodes avec son caisson. A droite, un zoom sur les quatre électrodes plus l'électrode plasma.

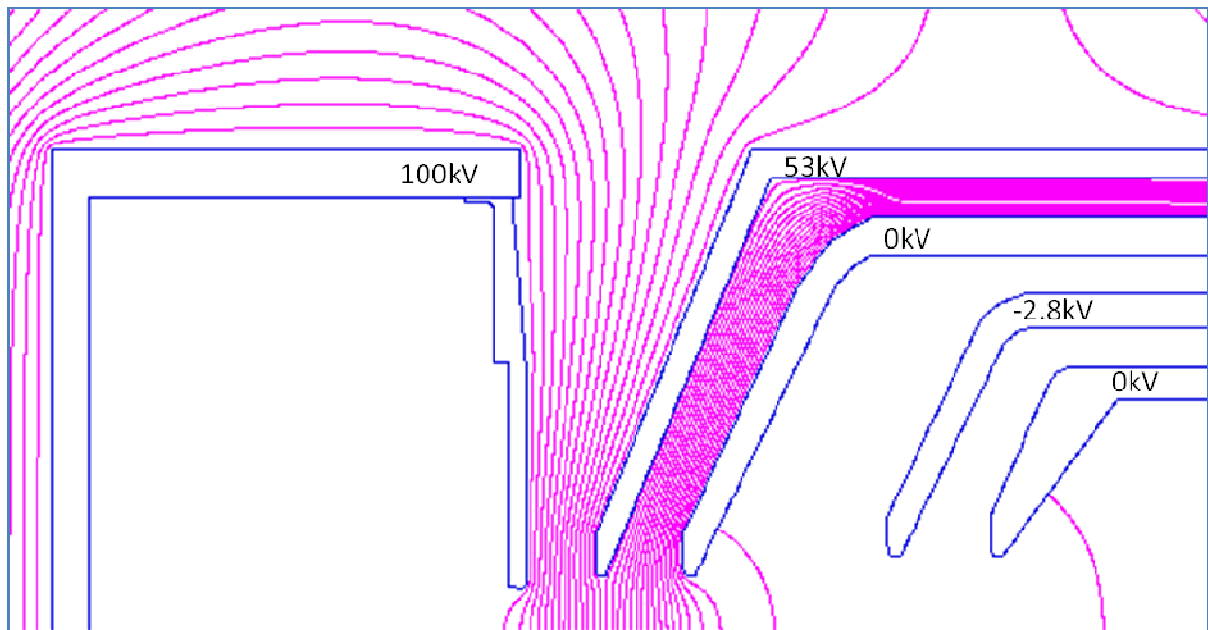


Figure 73: Système d'extraction à 5 électrodes de MONO1000 simulé avec Poisson. Les tensions appliquées sur les électrodes sont indiquées sur la figure.

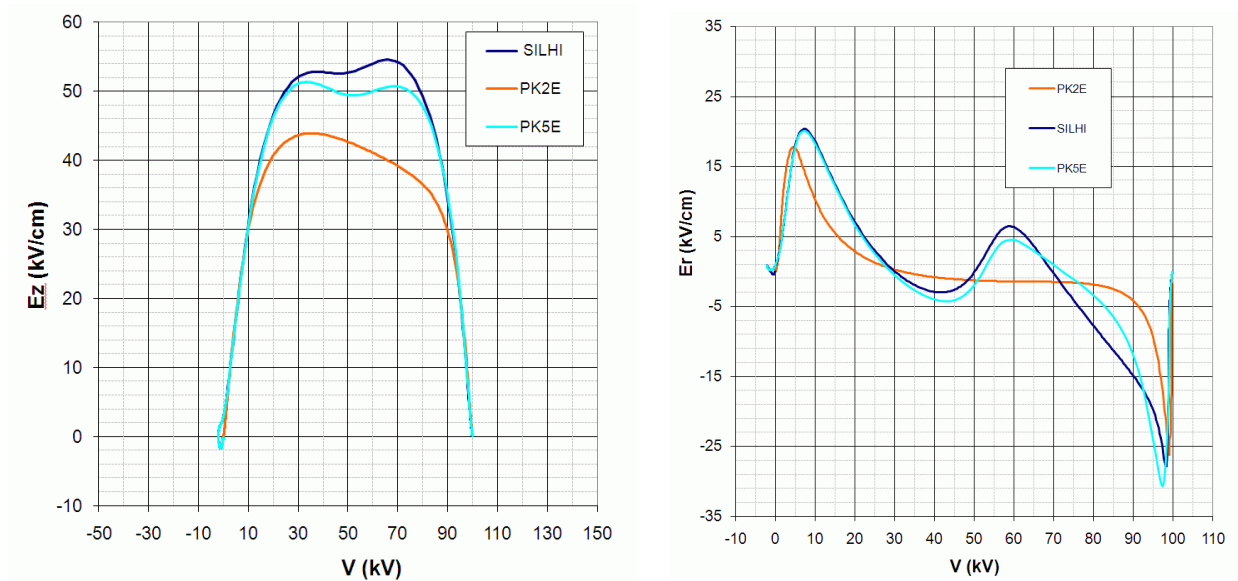


Figure 74: Profils $E_z(z)$ (gauche) et $E_r(z)$ (droite) en fonction de $V(z)$ pour PK2E, PK5E et SILHI.

On voit que le champ électrique généré par PK5E ressemble à celui de SILHI. La différence au niveau des courbes pour les tensions supérieures à 50 kV vient du fait que l'électrode plasma E1 disponible avec PK5E est celle de PK2E, dont la courbure n'est pas correctement adaptée à une utilisation dans un extracteur multi-électrode. Cet effet peut être gênant et il sera nécessaire dans le futur d'usiner une électrode de forme plus appropriée. Cependant, on peut vérifier que l'action focalisante du champ électrique radial est améliorée avec PK5E par rapport à PK2E entre 100 et 75 kV, dans la zone où les ions ont encore une basse énergie.

V.3.3. Test de la source MONO1000 avec le système d'extraction à 5 électrodes

Le créneau de temps disponible pour réaliser les mesures a été malheureusement réduit (3 jours) compte tenu du planning. Les résultats présentés ici sont donc seulement partiels et d'autres tests sont à prévoir. Les premiers tests ont cependant permis de mettre en évidence des phénomènes intéressants rapportés ci après. Le but de ces nouvelles mesures est de tester et d'étudier le fonctionnement du nouveau système multi-électrode (PK5E), qui est une technologie nouvelle pour notre laboratoire ; et bien sûr de tenter d'améliorer les intensités de courants analysés avec MONO1000. Le nouvel isolateur HT de guide d'onde (DC breaker),

dimensionné pour tenir 60 kV est ici installé. Les conditions expérimentales sont identiques à celles décrites dans la partie V.2 en ce qui concerne la source d'ions, à l'exception des deux points suivants. D'abord, l'électrode masse de la diode d'extraction est remplacée par le système multi-électrode. Ensuite, la lentille Glaser a été retirée afin de laisser de la place sur le banc pour monter le caisson supportant le système multi-électrode. Par conséquent, la coupelle de Faraday CF_1 pour la mesure de courant total est placée juste après le caisson d'extraction, ce qui offre l'avantage de pouvoir mesurer directement le courant d'ions en sortie du système. Comme précédemment, le gaz utilisé est l'hydrogène. Sur la Figure 75 est représenté le principe du schéma de montage du système multi-électrode PK5E avec la source MONO1000.

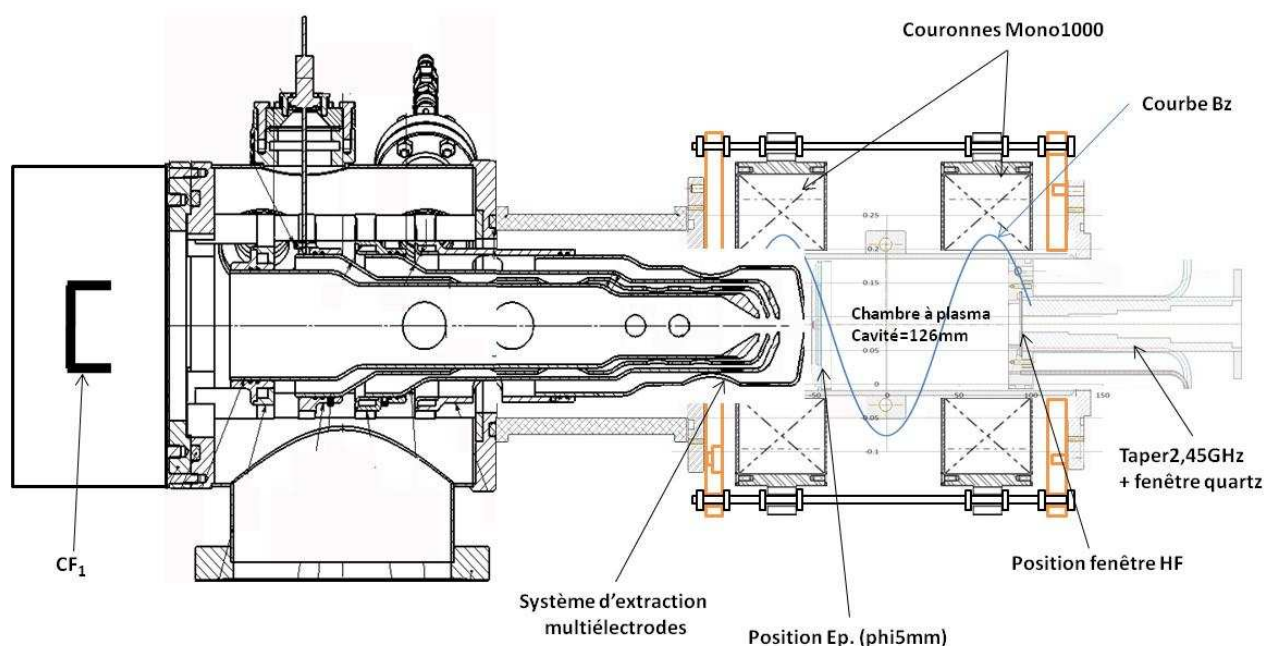


Figure 75: Vue en coupe de la source d'ions MONO1000 avec son système d'extraction multiélectrodes.

La première montée en tension d'un tel système prend du temps, car le gaz occlus dans les parois des électrodes est relâché par le bombardement ionique induit par la HT source, même lorsque celle-ci est faible. Et un dégazage trop intense peut générer des claquages HT destructeurs. La période de formation consiste à monter petit à petit la tension sur la source d'ions, par pas de 500 V. Pendant la montée jusqu'à 30 kV, il a été possible d'étudier l'optimisation du transport vers la CF_2 en faisant varier la haute tension sur E2. Cette étude est présentée sur la Figure 76. Il faut noter que pour cette étude, la puissance HF source est limitée à 500 W afin de limiter le courant total extrait et d'éviter des claquages HT dans le système, tandis que la pression de fonctionnement de la source est de $1,3 \cdot 10^{-6}$ mbar. On voit

sur la Figure 76 que pour une HT donnée, il existe un optimum de haute tension à appliquer à E2 (notons la HTP) pour extraire du courant vers la ligne. Expérimentalement, HTP est délivrée par une alimentation “dédiée” débitant au maximum 1 mA de courant. Il est intéressant de noter que lorsque HTP est trop faible, l’alimentation débite et se met en court circuit, ce qui signifie que le faisceau diverge trop en sortie de E1 et vient toucher E2. Lorsque HTP est augmentée, le débit baisse rapidement pour atteindre une valeur talon fixe, signifiant que le faisceau passe bien complètement par le trou de E2. Les points affichés sur la Figure 76 correspondent à ce cas de figure. La redescente de courant mesuré sur CF₂ après l’optimum de HTP est interprétée comme un effet de type Child-Langmuir : la différence de potentiel HT-HTP utile entre E1 et E2 est alors insuffisante pour extraire le faisceau d’ions du plasma. Une autre information intéressante vient de la lecture du courant débité par l’alimentation HT négative de E4 (notée HTN dans la suite).

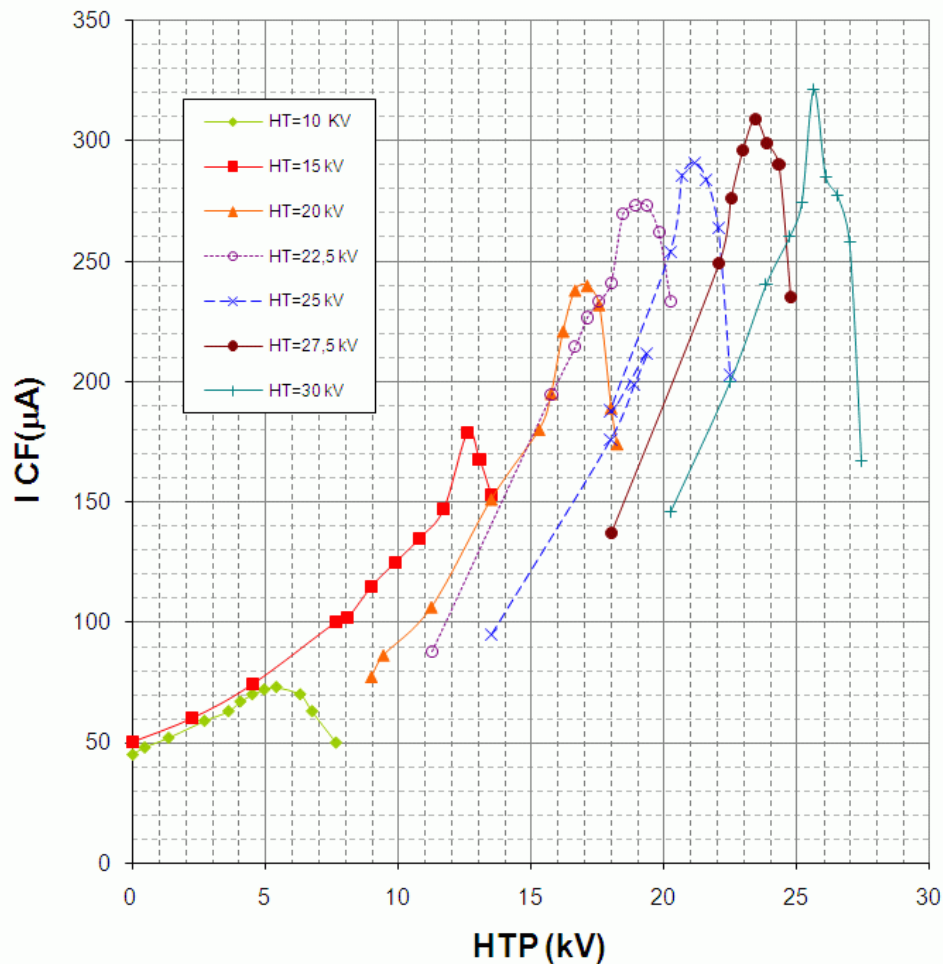


Figure 76: Evolution du courant en bout de ligne en fonction de la HT sur E2 pour différentes Hautes Tensions de source.

On constate que pour les plus faibles valeurs de HTP sous l'optimum, l'alimentation HTN débite et se met en court circuit. En s'approchant de l'optimum, le courant débité baisse et finit par s'annuler. Cela signifie que tout le courant extrait de la source passe E4. Un intérêt clair du système multi-électrode et qu'il permet, grâce aux mesures de débit des alimentations HT utilisées de s'assurer que le courant passe bien le système. Si maintenant, on s'intéresse à l'évolution des points d'optimum pour chaque valeur de HT source, on trouve expérimentalement une loi de relation linéaire entre HT et HTP : $HTP = 85\% \cdot HT$. Cette relation dépend bien sûr du rapport des gaps accélérateurs entre E1/E2 et E2/E3. Enfin, on observe une montée de la transmission vers CF₁ en fonction de la HT. L'augmentation rapide du courant CF₂ pour les tensions inférieures à 15 kV est reliée à la loi de Child Langmuir : le courant extrait est limité par la tension. Au-delà de cette tension, la progression de ICF₂ avec la HT s'infléchit mais continue à monter : cela signifie que l'extracteur extrait tout le faisceau d'ions disponible du plasma, mais que sa forte divergence le fait grossir jusqu'à atteindre une taille supérieure à celle de l'ouverture de la CF₂ ; plus la HT est augmentée plus la divergence du faisceau baisse et plus l'intensité mesurée augmente. On voit qu'on n'est pas encore à l'optimum de transport vers la CF₂ à 30 kV et qu'il faut monter plus haut (sans doute 40 kV) pour atteindre le plateau assurant que la transmission vers la CF₂ est optimale. L'effet de l'électrode négative E4 a pu également être validé pendant les tests. Sur la Figure 77 est représentée l'évolution de la mesure du courant analysé avec CF₂ en fonction de HTN. On constate que l'effet de neutralisation du faisceau permet de gagner un facteur 2 en courant sur la ligne de test. Ce gros effet est dû dans notre cas à une mauvaise transmission dans le dipôle. Il montre néanmoins bien l'effet positif de E4 sur l'émission faisceau qui diminue. Dès 4 kV, on constate que tous les électrons froids sont arrêtés par E4 car la courbe sature au-delà.

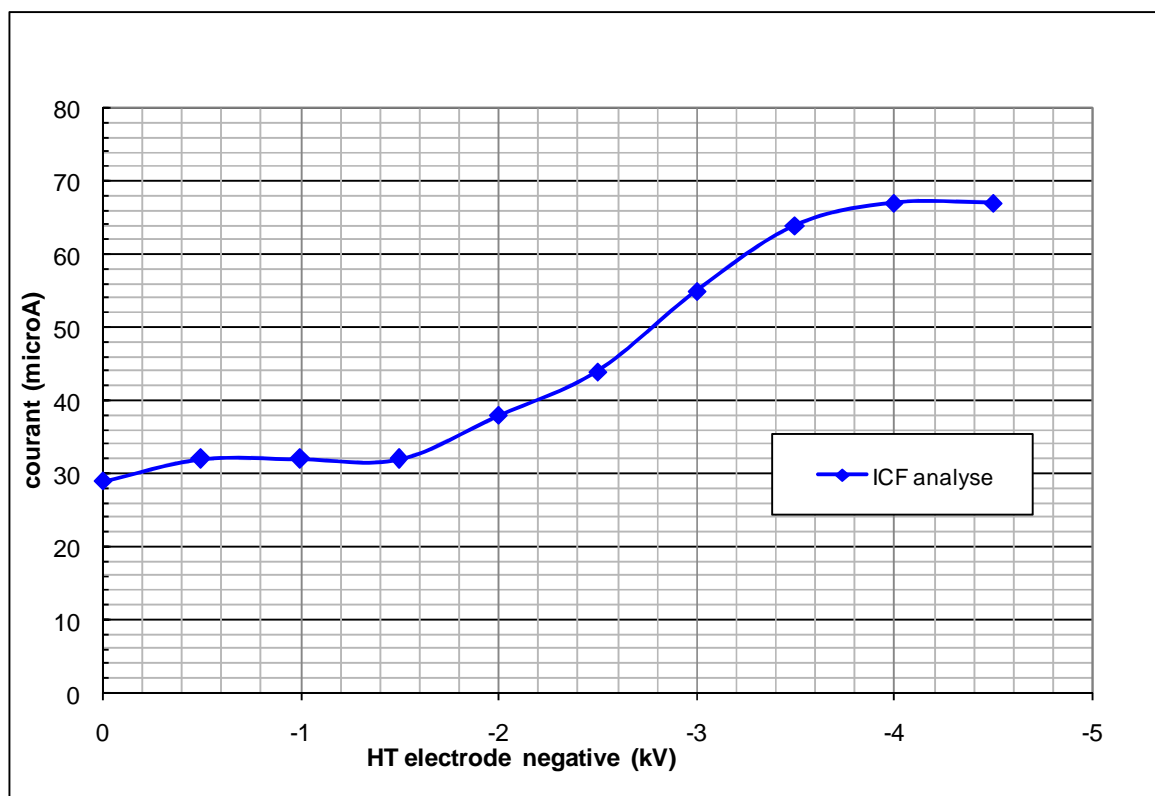


Figure 77: Effet de la polarisation de E4 sur la mesure de courant en bout de ligne.

Conclusion:

Les tests de faisceau d'hydrogène en vue de la production de courants intenses d'ions ont montré des performances encourageantes de la source d'ions MONO1000. Ces tests se sont déroulés en deux étapes :

- D'abord, les tests de faisceaux avec une extraction simple (diode) ont prouvé la capacité de production de très forts courants d'ions monochargés, avec une densité totale mesurée de 95 mA/cm^2 (18,7 mA de courant total à 40 kV avec un trou d'extraction de $\varnothing 5 \text{ mm}$). Mais cette étude a été limitée par la tension d'extraction tenue par l'isolateur HT de guide d'onde de PK245 (40 kV) et le fait de devoir gérer les très fort courants dans la ligne de transport (efficacité de transport maximale de 70%).
- Ensuite les premiers tests avec un nouveau système multiélectrodes, très encourageants, ont été riches d'enseignements sur son fonctionnement. Cela a permis d'améliorer le transport des ions dans la CF_2 grâce à l'électrode négative E4 et de comprendre l'intérêt et la plage de fonctionnement de l'électrode E2. De nouveaux

tests seront nécessaires pour monter la tension et le courant d'ions extrait afin d'atteindre et sans doute dépasser les performances obtenus avec la diode.

Les futurs développements de faisceau de la source MONO1000 pourraient se faire avec une augmentation du diamètre du trou d'extraction pour mieux répondre au cahier des charges en termes de courant (20 mA de proton). Maintenant toute la difficulté sera le transport du faisceau et la valeur de son émittance. Avec système d'extraction multiélectrodes, on peut bien espérer gérer ce transport de faisceau fort courant avec une émittance acceptable en bout de ligne.

Conclusion et perspectives

L'objectif de ce travail de thèse était de produire de courants intenses d'ions avec des sources RCE fonctionnant à 2,45 GHz dans une perspective d'applications industrielles notamment en implantation ionique et accélérateur de particules. Il s'agissait donc pour nous de démontrer l'adaptabilité d'une source RCE dans un planteur ionique ou un accélérateur fonctionnant encore actuellement avec une source à filament à durée de vie limitée.

Afin de pouvoir atteindre notre objectif, un banc de test spécialement dédié à cette étude a été conçu et réalisé pendant la thèse. Deux sources RCE fonctionnant à la fréquence de 2,45 GHz ont été testées sur ce banc avec le même système d'injection de micro-onde et le même diamètre de chambre à plasma.

J'ai montré que la source d'ions MONO1000 (équipée d'un champ magnétique à symétrie de révolution) peut fournir des courants d'ions intenses répondant aux spécifications des applications industrielles. D'abord, les tests de faisceaux d'ions hydrogène avec une extraction simple (diode) ont prouvé la capacité de production de très fortes intensités d'ions monochargés, avec une densité totale mesurée de 95 mA/cm^2 (18,7 mA de courant total à 40 kV avec un trou d'extraction de $\varnothing 5 \text{ mm}$). La présence d'un minium-B dans MONO1000 permet d'amorcer le plasma facilement et de régler l'intensité des faisceaux en changeant simplement la valeur de la puissance HF. Mais cette étude a été limitée par la tenue en tension de l'isolateur HT de PK245 (40 kV) et le fait de devoir gérer les très forts courants dans la ligne de transport (efficacité de transport maximale de 70%). L'utilisation d'un accordeur automatique d'impédance s'est avérée expérimentalement très pratique. Son utilisation est devenue indispensable pour retrouver rapidement un réglage de plasma. Ensuite les premiers tests avec un nouveau système multiélectrodes, très encourageants, ont été riches d'enseignements sur son fonctionnement. Cela a permis d'améliorer le transport des ions vers la coupelle de Faraday d'analyse CF_2 grâce à l'électrode négative E4 et de comprendre l'intérêt et la plage de fonctionnement de l'électrode HT intermédiaire E2. De nouveaux tests seront nécessaires pour monter la tension jusqu'à 60 kV et mesurer le courant d'ions extrait afin d'égaliser et sans doute dépasser les performances obtenues avec la diode. Les futurs développements de faisceau de la source MONO1000 pourraient se faire avec une augmentation du diamètre du trou d'extraction afin de valider le cahier des charges industriel

demandant une intensité de 20 mA de proton. Des mesures d'émittances de faisceau avec le système multiélectrodes seront nécessaires pour valider le transport des ions.

J'ai conçu, construit et réalisé les premiers tests de la source d'ions SPEED (munie d'un champ magnétique hexapolaire au centre et dipolaire dans la zone d'extraction). Cette nouvelle source, compacte (180 mm de diamètre ; 280 mm de longueur), présente une surface de résonance RCE fermée ne touchant pas les parois de la chambre à plasma. L'extraction des ions se réalise dans un champ magnétique perpendiculaire au champ électrique d'extraction dans le but d'extraire des faisceaux d'ions avec des distances inter électrodes très faibles, comme sur les sources Freeman. Les premiers tests de faisceaux ont montré plusieurs points positifs. D'abord, le plasma s'amorce facilement pour des pressions de ligne supérieures à 5×10^{-7} mbar. Le courant total mesuré pour ces tests est de l'ordre du mA à seulement 15 kV dans un trou d'extraction de 4 mm, pour une puissance HF de 900 W. Cela laisse présager une augmentation de l'intensité du faisceau d'ions à des tensions d'extraction de l'ordre de 60 kV. Ensuite, l'utilisation des plaques de déviation électrostatiques pour redresser les faisceaux d'ions extraits de la source est bien maîtrisée. Cette correction est indispensable en particulier pour les tensions inférieures à 60 kV. Les premiers tests en plasma d'hydrogène ont montrés que l'espèce majoritaire délivrée par la source est la molécule H_2^+ . Il faudra certainement apporter des modifications à la structure magnétique pour améliorer le chauffage des électrons dans la zone d'extraction afin de rendre les ions H^+ majoritaires. Je propose comme perspective de réduire la longueur de l'hexapole pour repasser à une longueur de cavité de 100 mm et augmenter le rapport de la surface de RCE chauffant les électrons du plasma dans la zone d'extraction. Des tests avec un champ magnétique dipolaire réduit à l'extraction, favorisant l'extraction du plasma, seraient très intéressants également.

J'ai pendant ces trois années appris à utiliser les sources d'ions RCE à 2,45 GHz. Ces sources, très simples, sont cependant difficiles à régler. Compte tenu des excellentes performances des sources d'ions RCE à plus haute fréquence, une autre perspective pour réaliser une source d'ions compacte, économique et polyvalente, capable de produire de fortes intensités et aussi des ions moyennement chargés serait de choisir sa fréquence dans la gamme 6-10 GHz. En effet, l'intérêt de ces fréquences est que le champ magnétique associé à la RCE reste modeste : 0,2-0,35 T pour une densité plasma dans la gamme $4,4 \times 10^{11}$ à $1,2 \times 10^{12}$ e⁻/cm³. La structure à minimum B associée est facilement réalisable avec la technologie des aimants permanents et la taille des guides d'onde est réduite par rapport à la technologie à 2,45 GHz, dans la gamme 2-4 cm de côté. De plus, Le volume hors tout de la

source en aimant permanent serait sensiblement le même car la réduction de la taille de la chambre à plasma avec la fréquence (rendu possible par une longueur d'onde plus petite) permet de placer des aimants sur des plus petits diamètres, ce qui augmente l'intensité du champ magnétique et donc permet de conserver une surface de RCE fermée.

Liste des tableaux

Tableau 1: Valeurs typiques en énergie et en dose pour le dopage [8].....	11
Tableau 2: Valeurs de fonctionnement typique d'une source de Freeman [25].....	16
Tableau 3 : Ordre de grandeurs des vitesses moyennes électroniques.....	26
Tableau 4 : Ordre de grandeurs des vitesses moyennes ioniques (cas du proton).	26
Tableau 5 : Exemple de valeurs de potentiel d'ionisation de quelques éléments.	34
Tableau 6 : Exemple de valeurs de sections efficaces de l'hélium.	37
Tableau 7: Commandes et lectures à effectuer dans le programme de contrôle/commande. ..	71
Tableau 8: Caractéristiques des aimants simulés avec Poisson	82
Tableau 9: angles de déviation des ions, H^+ , H_2^+ , H_3^+ , O^+ pour plusieurs tensions d'extraction.	93
Tableau 10: Résultat de la simulation à 20 kV pour les ions hydrogène.	97
Tableau 11: Caractéristiques des aimants utilisés pour construire SPEED.	99
Tableau 12: convention de nom des électrodes utilisée sur la figure 68.....	132

Liste des figures

Figure 1: Pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie de l'ion incident [5].	7
Figure 2: Schéma de principe d'un implanteur ionique [6].	8
Figure 3: Illustrations des différentes couches constituant un transistor MOS [8].	10
Figure 4: Principe de fonctionnement d'une source de Freeman.	16
Figure 5: Schéma de principe d'une source d'ions IHC [29].	18
Figure 6: Photo d'une source IHC (courtoisie de la société Soitec). a) cathode massive et anticatode à l'opposé b) chambre de la source montée sur sa bride c) électrode plasma en fente d) ensemble de la source prêt à être monté sur la ligne de faisceau.	19
Figure 7: Illustration de l'effet miroir.	31
Figure 8: Cône de perte de particules dans un plasma.	31
Figure 9: Evolution d'un plasma dans la gaine [35].	32
Figure 10: Variations des sections efficaces d'ionisation par impact électronique de quelques gaz [36].	34
Figure 11: Schéma de la source de Taylor [44].	41
Figure 12: Profil de champ axial dans la source de Taylor. Les limites de la chambre à plasma sont représentées en pointillés. Le champ de résonance RCE est indiqué en pointillé rouge.	42
Figure 13: Champ magnétique axial d'une source ECR, produit par deux solénoïdes.	43
Figure 14: Champ radial crée par un hexapôle d'aimant permanent a) configuration de l'hexapôle avec des aimantations alternées b) intensité du champ radial en fonction du rayon.	44
Figure 15: Les iso B de la source d'ions A-PHOENIX fonctionnant à 18-28 GHz [46]. La ligne en gras représente la zone de résonance.	45
Figure 16 : Profil du potentiel plasma VP et puit de potentiel ΔV créée par les électrons énergétiques dans une source d'ions multichargés selon l'axe z de symétrie de la source [47].	46
Figure 17: Schéma de principe d'un système d'extraction d'une source d'ions.	47
Figure 18: Illustration de la loi de Child Langmuir. Déformation du champ électrique dans le gap accélérateur en régime de charge d'espace [49].	49
Figure 19 : Système d'extraction à trois électrodes.	51

Figure 20: Système d'extraction à cinq électrodes.....	52
Figure 21: Projection d'une particule dans le plan (zOx).	53
Figure 22: Evolution du faisceau en fonction de la figure d'émittance.	54
Figure 23: Haut : photo de la ligne de test construite pendant la thèse. Bas : schéma de principe de la ligne d'analyse de la source d'ions.....	59
Figure 24 : Schéma du système d'injection HF du banc de test.	62
Figure 25: Vue en coupe de la source d'ions PK245 disponible pour valider le fonctionnement du banc de test.	63
Figure 26: Distance focale du solénoïde en fonction de la densité de courant dans la lentille magnétique pour différentes espèces ioniques. Les limites physiques imposées par la géométrie ($f=385$ mm) et l'alimentation de courant disponible ($J=10$ A/mm ²) sont indiquées par des droites.....	65
Figure 27: Schéma électrique de la mesure de courant dans une cage de Faraday.....	67
Figure 28: Schéma de principe la coupelle de Faraday CF ₁	68
Figure 29: Schéma de principe de la coupelle de Faraday CF ₂	69
Figure 30: Synoptique des entrées et sorties de signaux gérés par le système de contrôle commande.	70
Figure 31: Programme principal du système contrôle/commande.....	72
Figure 32: Sous-programme pour la commande de la HT.	74
Figure 33: Sous-programme d'acquisition de spectre.....	74
Figure 34: Sous-programme de rappel de spectre.	75
Figure 35 : Gauche) Vue en coupe d'un hexapôle classique. Droite) Vue en coupe du concept d'hexapôle déformé.....	80
Figure 36 : Simulation de l'hexapôle déformé. Les lignes de champ magnétiques sont superposées aux iso B incluses dans la zone de résonance.	81
Figure 37 : Evolution de l'intensité magnétique dans la structure simulée selon l'axe X et l'axe Y. Par symétrie de la géométrie, seule la composante B _y est non nulle sur les 2 axes. .	82
Figure 38: Simulation de l'hexapôle modifié en 3D avec Radia.	84
Figure 39: Structure magnétique de la source d'ions SPEED: a) Vue 3D b) Coupe dans le plan $x=0$ avec les pôles 2 et 5 au centre et 4 aimants en arc en périphérie. c) Coupe dans le plan $z=0$: partie hexapolaire d) vue avant de la structure (depuis l'axe z) : on distingue les 2 nouveaux aimants en arc à l'extrémité et derrière, les pôles 1, 3, 4, 6.....	85

Figure 40 : Vues en coupe de la zone RCE (et de certaines iso- $ B $) et des lignes de champ magnétique de SPEED dans les plans de coupes A-A ($x=0$), B-B ($x=20$), C-C ($z=0$) et D-D ($z=43$ mm).....	86
Figure 41: Evolution de $B_r(r)$ selon la direction $\theta=90^\circ$ (rouge et tirets violet) et la direction $\theta=45^\circ$ (bleu et tirets cyan), pour différentes positions de z . La position de la paroi de la chambre à plasma est en pointillé.	88
Figure 42: Profil du champ magnétique présent sur l'axe z . Dans SPEED, il s'agit d'un champ magnétique dipolaire (courbe $B_y(z)$), et non axial comme sur les sources d'ions classiques. Ce profil de champ correspond au champ magnétique de fuite au-delà de la côte de l'électrode plasma.....	89
Figure 43 : Trajectoire cycloïde d'une particule soumise à un champ électrique de 20 kV et un champ magnétique uniforme de 0,12T.....	92
Figure 44: Plaques de déviations électrostatiques montées dans le tube de l'électrode d'extraction.....	94
Figure 45: Trajectoires des ions en sortie de SPEED issus d'un plasma d'Hydrogène à 20 kV. Les espèces ioniques H^+ , H_2^+ et H_3^+ apparaissent respectivement en rouge, bleu et vert.....	96
Figure 46 : Correction de trajectoire optimisant le transport de l'espèce H_2^+ simulé avec COMSOL.	97
Figure 47 : Schéma de la source SPEED.	99
Figure 48: Photos de montage de la source SPEED.....	100
Figure 49: Dispositif de mesure du champ magnétique de la source.....	101
Figure 50: Profil du champ B_y sur l'axe z de la source.	103
Figure 51: Evolution de la composante radiale du champ magnétique en fonction du rayon pour les angles de visée $\theta = 0^\circ$, 45° et 90° dans le plan $z=0$	104
Figure 52: Evolution de la composante radiale du champ magnétique en fonction de l'angle θ , pour $r=45$ mm et dans le plan $z=0$	105
Figure 53: Evolution de la puissance HF d'amorçage en fonction de la pression.	107
Figure 54: Mesure de courant dans la coupelle de Faraday CF_1 en fonction de l'angle de déviation électrostatique. Un ajustement (pointillé : somme des 3 gaussiennes) est superposé pour tenter de reproduire la forme du profil.....	108
Figure 55 : Superposition des trois spectres bruts correspondant à un optimum de déviation électrostatique des H^+ , H_2^+ et H_3^+	110

Figure 56 : Spectre d'ions exprimé en unité de M/Q. Le courant d'ions est exprimé en fonction du rapport masse sur charge.....	110
Figure 57 : Modification de la forme des électrodes d'extraction de SPEED.	111
Figure 58 : Evolution des courant I_{HT} et I_{CF} en fonction de la haute tension de la source.....	112
Figure 59 : Evolution des courants d'ions I_H^+ , I_H^{+2} et I_H^{+3} en fonction de la pression dans la ligne pour une puissance HF de 900 W et une HT de 15 kV.....	114
Figure 60 : Vue en coupe de la source d'ions MONO1000 [69].	120
Figure 61: Gauche : Visualisation des lignes de champ magnétique dans MONO1000 et de la zone RCE à 2,45 GHz (Superposition des résultats donnés par Poisson Superfish et Radia). Droite : Comparaison du profil de champ magnétique axial $B_z(z)$ sur l'axe de symétrie de la source simulé et mesuré.	121
Figure 62: Gauche : vue en coupe des aimants de MONO1000 montés sur la chambre à plasma de PK245. Droite : photo de l'ensemble.....	122
Figure 63: Evolution des courants I_{HT} et I_{CF} en fonction de la tension et du gap d'extraction.	124
Figure 64: Evolution des courants I_{HT} et I_{CF} en fonction de la pression. L'échelle de la puissance HF réfléchie est exprimée en pour-cent.....	125
Figure 65: Evolution des courants I_{HT} et I_{CF} en fonction de la puissance HF.....	126
Figure 66: Spectre d'hydrogène réalisé à 40 kV et 1000 W de puissance HF.....	128
Figure 67: Transmission de la ligne mesurée pour différentes tension d'extraction.	129
Figure 68: Meilleur Courant total I_{CF1} mesuré dans la cage de faraday avant dipôle.	130
Figure 69 : A gauche : Source d'ions SILHI. A droite : Source d'ions TRIPS.	132
Figure 70: Evolution du champ électrique axial en fonction du potentiel pour les extracteurs de SILHI, TRIPS et PK2E.....	133
Figure 71: Evolution du champ électrique radial ($r=4$ mm) en fonction du potentiel sur l'axe $V(z)$ pour les extracteurs de SILHI, TRIPS et PK2E.....	135
Figure 72 : A gauche, le système d'extraction multi électrodes avec son caisson. A droite, un zoom sur les quatre électrodes plus l'électrode plasma.	137
Figure 73: Système d'extraction à 5 électrodes de MONO1000 simulé avec Poisson. Les tensions appliquées sur les électrodes sont indiquées sur la figure.....	137
Figure 74: Profils $E_z(z)$ (gauche) et $E_r(z)$ (droite) en fonction de $V(z)$ pour PK2E, PK5E et SILHI.....	138

Figure 75: Vue en coupe de la source d'ions MONO1000 avec son système d'extraction multiélectrodes.	139
Figure 76: Evolution du courant en bout de ligne en fonction de la HT sur E2 pour différentes Hautes Tensions de source.	140
Figure 77: Effet de la polarisation de E4 sur la mesure de courant en bout de ligne.....	142

Annexe

Calcul du champ magnétique H dans les aimants de SPEED à 30°C – Validation du point de fonctionnement des aimants

Le champ magnétique B dans un aimant est la somme de l'aimantation M et de l'excitation magnétique H :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{M} + \vec{H})$$

L'excitation H est la somme des flux magnétiques créés par toutes les sources environnantes de champ magnétique. Dans la structure magnétique d'une source d'ions RCE, il faut veiller à ce que l'interaction des aimants ne génère pas une excitation magnétique H qui démagnétise les aimants. La désaimantation d'un aimant permanent requière des densités d'énergies élevées (par exemple 315kJ/m³ à 20°C et 224kJ/m³ à 150°C pour l'aimant du pôle 1 utilisé dans la source SPEED) pour atteindre le champ coercitif H_c qui réduit l'aimantation à 0. Cette démagnétisation peut être provoquée par un effet thermique ou sous l'action d'un champ magnétique opposé au sens de l'aimantation. La source SPEED étant refroidie, les aimants sont à la température ambiante en fonctionnement. Je calcule ici le champ H dans les pôles 1 et 2 de la source en différents points à 30°C. Le programme écrit sous Mathematica permet de calculer la composante de H projetée sur l'axe d'aimantation le long d'un ensemble de lignes de visée permettant de décrire le volume de l'aimant. Sur les Figures A.2 et A.3, on voit que l'excitation H est très inférieure à la limite H_c des aimants. Le point de fonctionnement des aimants est donc bien validé.

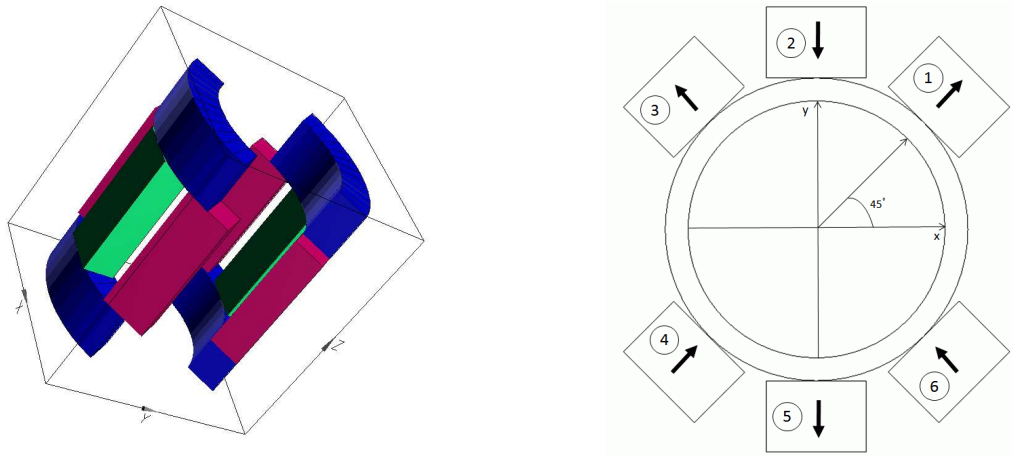


Figure A.1: A gauche la source en 3D. A droite les 6 aimants de l'hexapôle.

Détails du programme Radia (sous Mathematica) permettant de calculer le champ magnétique H pour l'aimant du pôle 2

```

pi = 3.14; mu = 4*pi*0.0000001; K1 = 1/mu; K = 0.001*K1; n = 100
ob = MERE; (*Structure totale de la source*)
(*x = 0 z = 0*)
hmag0 = radFldLst[ob, "H", {0, 53.01, 0.}, {0, 77.99, 0}, n, "arg", 0.]; hy0 = Dot[Column[hmag0, 2], {0, 1, 0}];
y = Column[hmag0, 1]; h0 = Table[{0, 0}, {i, 1, n}];
Do[h0[[j, 1]] = y[[j]]; h0[[j, 2]] = -K*hy0[[j]]; {j, 1, n}; h0;
(*x = 2 z = 0*)
hmag1 = radFldLst[ob, "H", {2, 53.01, 0.}, {2, 77.99, 0}, n, "arg", 0.]; hy1 = Dot[Column[hmag1, 2], {0, 1, 0}];
y = Column[hmag1, 1]; h1 = Table[{0, 0}, {i, 1, n}];
Do[h1[[j, 1]] = y[[j]]; h1[[j, 2]] = -K*hy1[[j]]; {j, 1, n};
(*même itération pour h2, h3, h4, h4a, h5, h6, h7, h8, h9, h10, h0a, h1a, h2a, h3a, h4b, h4aa, h5a, h6a, h7a, h8a,
h9a, h10a,*)
LimiteH = {{0., -1300}, {25., -1300}};
MultipleListPlot[ h0, h1, h2, h3, h4, h4a, h5, h6, h7, h8, h9, h10, h0a, h1a, h2a, h3a, h4b, h4aa, h5a, h6a, h7a,
h8a, h9a, h10a, LimiteH, PlotJoined -> True, Frame -> True, AspectRatio -> 1,
FrameLabel -> {"y[mm]", "H[kA/m]", "", ""}, (*PlotLegend -> legende, LegendPosition -> {1, -0.5},
LegendSize -> {0.6, 1.},*)
GridLines -> {grilleX, grilleY}, SymbolStyle -> TabStyle, PlotRange -> {{0.02, 24.95}, {-1500., 200}},
PlotLabel -> "H Magnets ""T=30°C"];

```

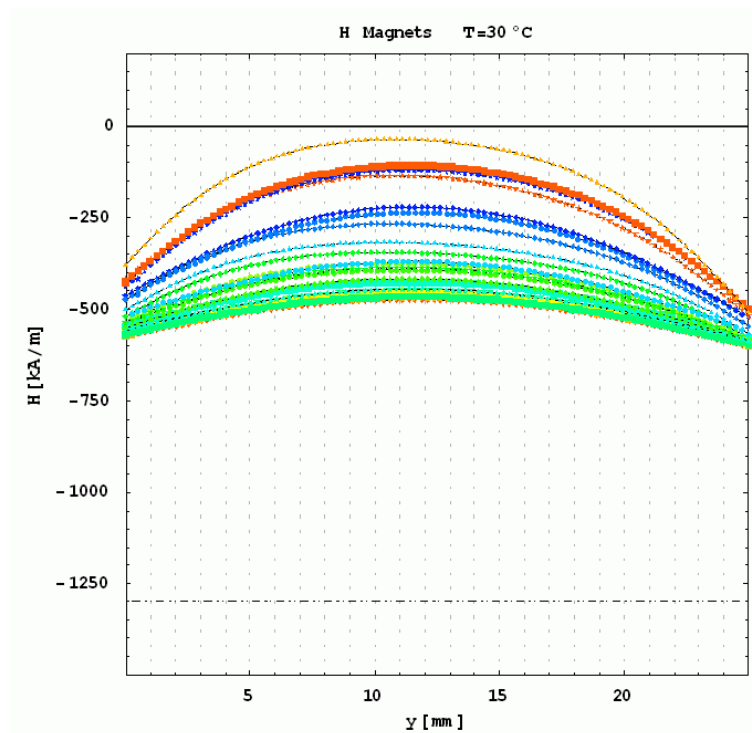


Figure A.2 : Evolution de l'excitation H dans le pôle 2 projeté sur l'axe d'aimantation le long de lignes de visées permettant de décrire le volume de l'aimant.

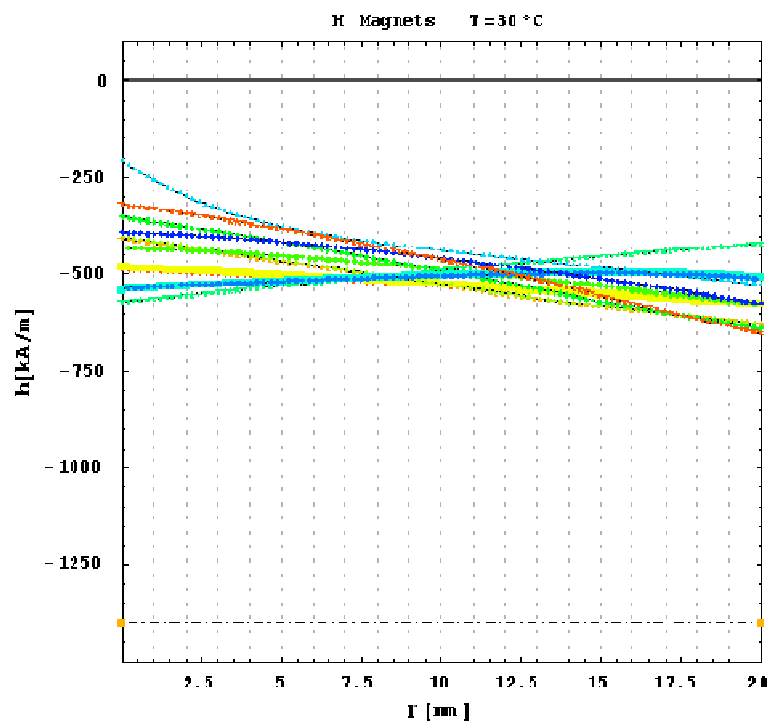


Figure A.3 : Evolution de l'excitation H dans le pôle 1 projeté sur l'axe d'aimantation le long de lignes de visées permettant de décrire le volume de l'aimant.

Bibliographie

- [1] W. Schockley, "Forming semiconductive devices par ionic bombardement," NY USA Patent 2787564, Apr. 1957.
- [2] J. TABET, "Irradiation de molécules biologiques (bases de l'ADN et de l'ARN) par impact de protons dans le domaine de vitesse du pic de Bragg (20-150 keV/uma)," Université Claude Bernard Thèse de doctorat, 2006.
- [3] CERN: Bethe - Bloch formula. (1998) <http://rd11.web.cern.ch/RD11/rkb/PH14pp>.
- [4] S. THIBAULT, "Modifications des propriétés physico-chimiques et de la microstructure de l'aluminium après nitruration par implantation d'ions multichargés," Université de Caen/Basse-Normandie Thèse de doctorat, 2009.
- [5] C. D'ORLEANS, "Elaboration par implantation ionique de nanoparticules de cobalt dans la silice et modifications de leurs propriétés sous irradiation d'électrons et d'ions de haute énergie," Université Louis Pasteur Thèse de doctorat, 2003.
- [6] Bonnassieux.
<http://www.enseignement.polytechnique.fr/physique/cours/annee3/PHY568>.
- [7] F. LALLEMENT, "ETUDE, DEVELOPPEMENT ET CARACTERISATION DE PROCEDES DE DOPAGE PAR PLASMA APPLIQUES AUX TECHNOLOGIES ELECTRONIQUES AVANCEES," INSA Thèse de doctorat, 2005.
- [8] A. Renau, "Current capabilities and future needs for semiconductor ion implantation," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 81, no. 02B907, pp. 1-5, 2010.
- [9] R. Liebert and al, "performance characteristics of the extrion 160-10 ion implantation system," *Nucl. Instr. and Meth.*, vol. B6, pp. 16-26, 1985.
- [10] K. Matsuda and al, "A high current ion implanter machine," *Nucl. Instr. Meth.*, vol. B6, pp. 35-38, 1985.
- [11] W. Scaife and al, "Concept, operation and performance of the veeco VHC-120 high

- current ion implanter," *Nucl. Instr. Meth.*, vol. B6, pp. 39-45, 1985.
- [12] H. FAIK-ETIENNE, "ETUDE DE L'IMPLANTATION IONIQUE DANS LES MIROIRS MULTICOUCHES Mo/Si :APPLICATION AUX OPTIQUES DIFFRACTIVES.," INSA Thèse de doctorat, 2005.
- [13] N. CAGNAT, "Implantation ionique et jonctions ultrafines : Caractérisation, ingénierie des défauts et application aux technologies 65 et 45 nm," Université Louis Pasteur Thèse de doctorat, 2008.
- [14] C. DUMAS, "Synthèse par implantation ionique, adressage, caractérisations électriques et optiques d'un nombre réduit de nanocristaux de Si dans SiO₂," INSA Thèse de doctorat, 2008.
- [15] B. Cleef and al, "A new single-ended ion accelerator for ion implantation," *Nucl. Instr. and Meth.*, vol. B6, pp. 46-50, 1985.
- [16] P. H. Rose, "A high-energy, high-current ion implantation system," *Nucl. Instr. and Meth.*, vol. B6, pp. 27-34, 1985.
- [17] R.W. Thomae, "Recent developments in ion implantation accelerators," *Nucl. Instr. Meth.*, vol. B50, pp. 444-454, 1990.
- [18] A. Grouillet, "High energy ion implantation into silicon - an application in CMOS technology," *Vacuum*, vol. 39, pp. 163-167, 1989.
- [19] P. H. Rose, "Concepts and designs of ion implantation equipment for semiconductor processing," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 77, no. 111101, pp. 1-12, 2006.
- [20] N. R. White, "Ion sources for use in ion implantation," *Nucl. Instr. and Meth.*, vol. B37, pp. 78-86, 1989.
- [21] Bernas and Nier, "The production of intense ion beams in a mass spectrometer," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 19, no. 12, pp. 895-899, 1948.
- [22] I. CHAVET, "EXPERIMENTAL STUDY OF AN ION SOURCE FOR ELECTROMAGNETIC ISOTOPE SEPARATION WITH A VIEW TO HIGH EFFICIENCY OPERATION," *Nucl. Instr. and Meth.*, vol. 51, pp. 77-86, 1967.
- [23] S.R. Walther, "Ion sources for commercial ion implanter applications," *IEEE*, pp. 2088-2092, 1991.
- [24] S.E. Sampayan, "An improved ion source for ion implantation," *Vac. Sci. Technol. B*, vol. 6, no. 4, pp. 1066-1072, 1988.

- [25] J. H. Freeman, "A NEW ION SOURCE FOR ELECTROMAGNETIC ISOTOPE SEPARATORS," *Nucl. Instr. and Meth.*, vol. 22, pp. 306-316, 1963.
- [26] S. Zheng, "Study of the improvement on the property and working of Freeman source," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 65, no. 4, pp. 1329-1330, 1994.
- [27] D.J. Chivers, "Freeman ion source: an overview," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 63, no. 4, pp. 2501-2506, 1992.
- [28] Z. Song, "A Freeman ion source for oxygen ions in an implanter," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 65, no. 4, pp. 1327-1328, 1993.
- [29] E. Cobb and al, "Technique for improving performance and extending lifetime of inductively heated cathode ion sources," USA Patent WO2008/020855, Feb. 21, 2008.
- [30] F. F. Chen, *Introduction to plasma physics and controlled fusion*, 2nd ed., Press Plenum, Ed. New York, 1984.
- [31] J.L. Delcroix, *Physique des plasmas, Tome 1 et 2*. Interéditions / CNRS Editions, 1994.
- [32] S. B. Kim et al, "Plasma potential measurement in 2.45 GHz electron cyclotron resonance plasma with a magnetron magnetic field configuration,," *Thin Solid Films*, vol. 518, pp. 6690-6693, Apr. 2010.
- [33] H. J. You, "IN-SITU ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE (ECR) PLASMA POTENTIAL DETERMINATION USING AN EMISSIVE PROBE," in *Proceedings of Particle Accelerator Conference*, Knoxville, Tennessee, 2005, pp. 2035-2037.
- [34] O. Tarvainen et al, "A new plasma potential measurement instrument for plasma ion sources,," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 75, no. 3138, 2004.
- [35] A. Lacoste, "Initiation à la physique des plasmas," Cours Master, Université Joseph Fourier de Grenoble, Grenoble, 2008.
- [36] W. Lotz, "Electron-Impact Ionization Cross-Section and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions from Hydrogen to Calcium," *Zeitschrift für Physik* 216, pp. 241-247, 1968.
- [37] R.K. Janev and al, "Collision Processes in Low-Temperature Hydrogen Plasmas," Institut für Plasmaphysik, Jülich, Germany, Forschungszentrum Jülich Report Jül-4105, 2003.
- [38] A. Müller and al, "Absolute ionization cross section for electrons incident on ions," *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, vol. 13, pp. 1877-1899, 1980.

-
- [39] H.I. West Jr, "Calculation of ion charge state distribution in ECR ion sources," LLNL UCRL-53391, 1982.
- [40] Y. Jongen, "Workshop on ECR Ion Sources," in *Proc. 6th Int.*, (Berkeley, CA) ed C Lyneis, 1985, pp. 238LBL-PUB-5143.
- [41] R. Geller et al, "Le chauffage stochastique des électrons par la résonance cyclotronique électronique. Etude expérimentale d'un plasma dans une structure à puit magnétique," EUR-CEA-FC-1138, 1982.
- [42] N. Chauvin, "La transformation d'état de charge $1+/n+$ pour l'accélération des ions radioactifs," Université Joseph Fourier Thèse de Doctorat, Juillet 2000.
- [43] R. Geller, *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*. London: Institute of Physics Publishing, 1996.
- [44] T. Taylor and J. Wills, "A high-current low-emittance dc ECR proton source," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. A309, pp. 37-42, 1991.
- [45] T. Taylor and J. F. Mouris, "An advanced high-current low emittance dc microwave proton source," *Nucl. Instr. and Meth.*, vol. A336, pp. 1-5, 1993.
- [46] Thomas Thuillier and al, "A-PHOENIX, an electron cyclotron resonance ion source for the Spiral 2 facility," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 77, no. 1, pp. 1-3, 2006.
- [47] N. Chauvin et al, "Electron cyclotron resonance ion trap, a multicharged ion breeder/buncher," *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, vol. A419, pp. 185-188, 1998.
- [48] V. P. Pastoukov, *Review of plasma Physics*, vol. 13, p. 203, 1987.
- [49] T. Thuillier, "Particle source," JUAS Cours, 2010.
- [50] B. Wolf, *Handbook of Ion Sources*,. Boca Raton: CRC Press, 1995.
- [51] O. Delferrie and D. De Menezes, "Extraction design and low energy beam transport optimization of space charge dominated multispecies ion beam sources," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 75, no. 5, pp. 1659-1661, May 2004.
- [52] J. Mandin, "Etude expérimentale et simulation des conditions d'extraction d'une faisceau d'ions multichargés d'une source ECR," Université de Caen Thèse de Doctorat, Décembre 1996.
- [53] Zhizhong Song and al, "Minipermanent magnet high-current microwave ion source," *Rev. Scient. Instr.*, vol. 77, no. 03A305, 2006.

- [54] M. Zhang and al, "Upgrade of the extraction system of permanent magnet electron cyclotron resonance ion source," *Rev. Sci. Instr.*, vol. 81, no. 02B715, pp. 1-3, 2010.
- [55] F.M. Penning, "Ein neues Manometer für niedrige Gasdrucke, insberonderezwischen 10-3 und 10-5mm.," *Physica IV*, vol. 2, no. 71, 1937.
- [56] A. Misra and al, "Design and Development of Double Ridged Waveguide for Microwave Ion Source," in *proc. of the Indian Particle Accelerator Conference*, New Delhi, February 15th-18th 2011.
- [57] De Conto J.M, "Charged particle optics and beam transport," JUAS Cours, 2001.
- [58] N. V., "Projet PIAFE: Transport d'ions exotiques de basse énergie sur longue distance.," Université Joseph Fourier Thèse de doctorat, 1996.
- [59] Measurement Computing. <http://www.mccdaq.com/>.
- [60] National Instruments Corporation. <http://www.ni.com/labview/f/>.
- [61] <http://poisson-superfish.software.informer.com/>.
- [62] O. C. J. C. P. Elleaume, "Computing 3D Magnetic Field from Insertion Devices,," in *proc. of the PAC97 Conference*, 1997, pp. 3509-3511.
- [63] P. E. J. C. O. Chubar, "A 3D Magnetostatics Computer Code for Insertion devices,," in *SRI97 Conference*, J. Synchrotron Rad., 1998, pp. 5,481-484.
- [64] <http://www.esrf.eu/>.
- [65] <http://www.wolfram.com/>.
- [66] P. Spädtke, "ECR source extraction with space charge and plasma boundary conditions,," in *Int. Conf. on ECR Ion Sources*, East Lansing (MI USA), 1987.
- [67] T.A. Antaya, "The beam3D code for the 3D extraction of multiply-charged ions from ion sources,," NSCL, Report MSUCP-63,, 1987.
- [68] P. Jardin et al, *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 73, p. 789, 2002.
- [69] P. Jardin and al, "Mono 1000 : A simple and efficient 2.45 GHz ECRIS using a new magnetic structure concept," GANIL A 0201.
- [70] L. Maunoury and al, "Studies of the ECR plasma using the TrapCAD code," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 18, no. 015019, pp. 1-7, 2009.
- [71] R. Leroy et al, "Ion source developments for stable and radioactive ion beams,," in *Proceedings of the 14th international workshop on ECR sources*, CERN Genève Suisse,,

- 1999.
- [72] R. L. e. al, "Ion source developments for stable and radioactive ion beams at Ganil,," GANIL,, 2004.
- [73] J.Y. Pacquet, "Mono 1000," Ganil Rapport, 2002.
- [74] R. Gobin and al, "High intensity ECR ion source developments at CEA Saclay," *Review of Scientific Instruments*, vol. 73, no. 2, pp. 922-924, 2002.
- [75] L. Celona et al, "TRIPS: The high intensity proton source for the TRASCO project,," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 71, no. 2, p. 771, Sep. 2000.
- [76] R. Gobin and al, "A 140 mA cw deuteron electron cyclotron resonance source for the IFMIF-EVEDA project," *Rev. Scient. Instr.*, vol. 79, no. 02B303, 2008.
- [77] R. Gobin and al, "Development of a permanent magnet light ion source at CEA/Saclay," *Rev. Sci. Instr.*, vol. 77, no. 03B502, 2006.
- [78] J. R. Pierce, *Theory and design of electron beams*, V. Nostrand, Ed. New York, 1954.
- [79] C. D. Child, *Phys. Rev.*, no. 32, p. 492, 1911.
- [80] I. Langmuir, *Phys. Rev.*, vol. 2, p. 450, 1913.
- [81] R. Gobin and al, "Development of a permanent magnet ECR source to produce a 5 mA deuteron beam at CEA/Saclayan," in *Proceedings of LINAC*, Lübeck, Germany, 2004, pp. 192-194.
- [82] P.Y. Beauvais and al, "Emittance improvement of the electron cyclotron resonance high intensity light ion source proton beam by gas injection in the low energy beam transport," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 71, no. 3, pp. 1413-1416, Mar. 2000.
- [83] R. Gobin, "Computer simulations of high current proton beam at the SILHI-LEBT," in *Proceedings of LINAC*, Knoxville, Tennessee USA, 2006, pp. 469-471.
- [84] H. T. Ren and al, "The deuteron injector progress of the Peking University Neutron Imaging Facility project," *Rev. Scient. Instr.*, vol. 81, no. 02B714, pp. 1-3, 2010.
- [85] Florent Durantel, "Réalisation d'un dispositif de test de cibles pour la production d'ions radioactifs par la méthode ISOL," Ganil Mémoire d'ingénieur CNAM R 04 02, 2005.
- [86] C. Pierret and L. Maunoury, "Preliminary results of the ion extraction simulations applied to the MONO1000 and SUPERSHyPIE electron cyclotron resonance ion sources," *Rev. Sci. Instr.*, vol. 79, no. 02B703, pp. 1-4, 2008.

- [87] C. Tamburella, "Projet P.I.A.F.E: Production d'états de charge élevées pour les ions radioactifs.," Université Paris VII Thèse de Doctorat, Juin 1996.
- [88] J. H. FREEMAN and al, "The Use of Multiply-Charged and Polyatomic Ions in an Implantation Accelerator," *Nucl. Instr. and Meth.*, vol. 143, pp. 99-115, 1977.
- [89] Lempert and Chavet, "Practical factors affecting cathode performance in ion sources of the Nier-Bernas type," *Nucl. Instr. and Meth.*, vol. 138, pp. 7-12, 1976.
- [90] S.R. Walther, "Characterisation of a Bernas ion source for multiply charged ion implantation," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 65, no. 4, pp. 1307-1309, 1994.
- [91] I. Lyon. <http://www-csnsn.in2p3.fr/groupe/semirami/main.php>..
- [92] <http://www.comsol.fr/>.
- [93] <http://www.mathworks.fr/>.
- [94] R. Van Overstraeten et al, "Measurement of the ionization rates in diffused silicon p-n junctions.," *Solid-State Electronics*,, vol. 13, no. 5, pp. 583-608, May 1970.

Résumé:

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une collaboration industrielle avec la société Pantechnik. Elle a consisté au développement d'un nouveau banc de test dédié à la caractérisation de sources d'ions RCE fonctionnant à 2,45 GHz en vue de la production de faisceaux intenses pour des applications industrielles. Deux sources RCE avec des structures magnétiques différentes sont testées sur la ligne avec le même système d'injection HF.

Une nouvelle source avec aimants permanents, présentant une extraction dipolaire (SPEED) a été conçue et testée. Une étude de l'extraction des faisceaux d'ions dans le champ magnétique dipolaire est proposée. Les premières expériences ont montré une densité de courant ionique total de $\sim 10 \text{ mA/cm}^2$ à 20 kV et une puissance HF de 900 W. Les tests en plasma d'hydrogène ont montré que l'espèce dominante est la molécule H_2^+ . Des propositions sont faites pour modifier la structure magnétique de la source d'ions afin améliorer ces performances et produire principalement des ions H^+ .

La source d'ions MONO1000 a été testée à forte puissance HF avec un système de couplage par guide d'onde. De très intenses densités de courant d'ions hydrogène ont été mesurées ($\sim 95 \text{ mA/cm}^2$) avec une extraction de type diode et une efficacité de transport de l'ordre de 70%. Les premiers tests utilisant un système d'extraction amélioré à cinq électrodes sont présentés.

Mots-clés : Implanter ionique, Source d'ions à filament, Source d'ions RCE, Courants intenses, Extraction dipolaire, Système d'extraction multiélectrodes.

Abstract:

This thesis is the result of collaboration between the Pantechnik company and the LPSC. It consisted in the development of a new test bench dedicated to the characterization of 2.45 GHz ECR ion sources with the aim of the production of high currents beams for industrial purposes. Two ECR ions sources with different magnetic structures have been tested around the same RF injection system.

A new 2.45 GHz ECRIS, named SPEED, featuring a dipolar magnetic field at the extraction has been designed and tested. A study of the beam extraction in the dipolar magnetic field is proposed. First tests have shown a total ionic current density of $\sim 10 \text{ mA/cm}^2$ with a 900 W RF power. Tests with hydrogen plasma have shown a maximum of current on the H_2^+ species. Recommendations are given to modify the magnetic structure to improve the H^+ production yield.

The MONO1000 ion source has been tested at high RF power with a wave guide type injection system. Intense total ionic current densities have been measured up to $\sim 95 \text{ mA/cm}^2$ with a diode extraction system. First results using a new multielectrode system are presented.

Keywords: Ion implanter, Filament ion source, ECR ions source, Intense Beam, Dipolar extraction, Extraction system.